

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

**ФИЗИЧЕСКИЙ**  
**ИНСТИТУТ**  
*имени*  
*П.Н.Лебедева*



**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

56

В.Б. РОЗАНОВ, И.Г. ЛЕБО, С.Г. ЗАЙЦЕВ,  
Е.В. ЛАЗАРЕВА, Е.И. ЧЕБОТАРЕВА,  
А.Н. АЛЕШИН, С.Н. ТИТОВ,  
А.М. ВАСИЛЕНКО, О.В. БУРЯКОВ,  
О.В. КУРОПАТЕНКО, В.И. ОЛЬХОВСКАЯ,  
В.П. РАТНИКОВ, В.Г. ЯКОВЛЕВ,  
И.Г. ЖИДОВ, Е.Е. МЕШКОВ,  
Н.В. НЕВМЕРЖИЦКИЙ

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ  
ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ  
НЕУСТОЙЧИВОСТИ И  
ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ  
СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ  
ПОТОКОВ В ПОЛЕ УСКОРЕНИЯ  
В СВЯЗИ С ЗАДАЧАМИ  
ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО  
СИНТЕЗА**

Москва - 1990

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР являются самостоятельными научными публикациями и издаются по следующим направлениям исследований Института:

- физика высоких энергий и космических лучей
- оптика и спектроскопия
- квантовая радиофизика
- физика твердого тела
- физика космоса
- физика плазмы

В библиографических ссылках на препринты Физического института имени П.Н. Лебедева мы рекомендуем указывать: инициалы и фамилию автора, номер препринта, место издания, сокращенное наименование Института-издателя, год издания.

Пример библиографической ссылки:

И.И. Иванов. Препринт 125, Москва, ФИАН, 1986.

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are its independent publications and are issued in the Institute's following fields of research:

- high energy and cosmic ray Physics
- optics and spectroscopy
- quantum Radiophysics
- solid state Physics
- cosmophysics
- plasma Physics

In bibliographical references to the P.N. Lebedev Physical Institute's preprints we recommend to indicate: the author's initials and name, preprint number, place of the publication, abbreviation of the Institute-publisher, year of the publication:

Example of a bibliographical reference:

I.I. Ivanov. Preprint 125. Moscow, FIAN, 1986.

**Квантовая радиофизика**

**Отделение квантовой радиофизики**

**Препринт № 56**

**В.Б.Розанов, И.Г.Лебо, С.Г.Зайцев, Е.В.Лазарева,  
Е.И.Чеботарева, А.Н.Алешин, С.Н.Титов, А.М.Василенко,  
О.В.Буряков, О.В.Куропатенко, В.И.Ольховская, В.П.Ратников,  
В.Г.Яковлев, И.Г.Лидов, Е.Е.Мешков, Н.В.Невmerzицкий**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ  
И ТУРБУЛЕНТНОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ПОТОКОВ В  
ПОЛЕ УСКОРЕНИЯ В СВЯЗИ С ЗАДАЧАМИ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНО-  
ГО СИНТЕЗА**

## Abstract

The results of experimental investigations and state-of-art of the problem of gravitational instability and mixing of a contact region of different-density media moving with acceleration in a laser facility of a "shock tube" type are reported.

Formulation of the problems on hydrodynamic Rayleigh-Taylor (RTI), Richtmeier-Meshkov (RMI), Kelvin-Helmholtz (KHI) instabilities and mixing are discussed in the first section in view of the ideas of inertial thermonuclear fusion of a thousand-time matter compression. The results presented in this and other sections of the book, though belonging to classical branches of hydrodynamics and gasdynamics, have their independent value. By using the experimental data it is of interest to follow the development of the turbulence, particularly, during a transition from an evolutionary potential stage of motion of the liquid to a vortex stochastic turbulent motion. The first section of the book is written by V.B. Rozanov.

The second section describes an original approach to studying the RTI in the contact region of two gaseous media which is transmitted by a compression wave. The experimental results on the interaction of a shock wave with a contact surface shaped as wave-like perturbation close to sinusoidal, and a further evolution of this surface due to RMI are reported. The results have been obtained by S.G. Zaitsev, E.V. Lazareva, E.I. Chebotareva, A.N. Aleshin, S.N. Titov, V.B. Rozanov, I.G. Lebo.

The third section of the book is devoted to experimental study of RTI in the region of contact of different-density inert gases under the action of a strong retardating shock wave under matter compression. These investigations have been performed by A.M. Vasilenko, O.V. Burlakov, V.O. Kuropatenko, V.I. Olkhovskaya, V.P. Ratnikov, V.G. Yakovlev.

The fourth section of the book contains the investigation results on the development of a mixing region on unstable boundaries accelerated by a gas mixture explosion pressure. In order to simulate "hard" matter at the interface of two media a



water solution of gelatin was used, which made it possible to create various shapes of the interface. These investigations have been carried out by I. G. Zhidov, E. E. Meshkov, N. V. Novomerzhitsky.

Such a wide variety of methods and experimental procedures used for the solution of one problem is presented in one work (by common consent of all authors) in connection with a detailed discussion of these problems at the Zvenigorod Conference on Plasma Physics in April 1989 and at the seminars on laser thermonuclear fusion at Lebedev Physics Institute.

We did not aim at giving a unique picture of the processes, on the opposite, we tried to keep individual and independent standpoints of different groups of researchers. In particular, in order to stress the original character of the investigations we cited literature references separately in each section.

The authors express their gratitude to participants of the discussions for useful remarks.

## А Н Н О Т А Ц И Я

В работе изложены состояние и результаты экспериментальных исследований проблемы гравитационной неустойчивости и перемешивания области контакта разноплотных сред движущихся ускоренно применительно к установкам типа ударных труб.

В первом разделе излагаются постановки задач о гидродинамических неустойчивостях Релея-Тэйлора-НРТ, Рихтмайера-Мешкова-НРМ, Кельвина-Гельмгольца-НКГ и перемешивании, вытекающих из необходимости осуществления идеи инерциального термоядерного синтеза примерно тысячекратного (по плотности) сжатия вещества. Представленные результаты в этом и других разделах, поскольку они относятся к классическим разделам гидродинамики и газодинамики, имеют и самостоятельную ценность. В связи с этим интересной представляется попытка на основании экспериментальных данных проследить за сценарием развития турбулентности, в особенности за моментом перехода от эволюционной стадии движения жидкости к вихревому стохастическому турбулентному движению. Первый раздел написан В.Б.Розановым.

Во втором разделе описан оригинальный метод изучения НРТ в области контакта двух газовых сред, через который проходит волна сжатия. Далее изложены экспериментальные результаты исследования взаимодействия ударной волны с контактным разрывом, форма которого имеет волнообразное возмущение близкое к синусоидальному, и последующей эволюции этого разрыва, связанной с НРМ. Эти результаты получены С.Г.Зайцевым, Е.В.Лазаревой, Е.И.Чеботаревой, А.Н.Алешиним, С.Н.Титовым, В.Б.Розановым, И.Г.Лебо.

Третий раздел работы посвящен экспериментальному изучению НРТ, возникающей в области контакта разноплотных благородных газов под действием сильной замедляющейся ударной волны в условиях существенной сжимаемости вещества. Эти исследования проведены А.М.Василенко,

О.В.Бурлаковым, В.О.Куропатенко, В.И.Ольховской, В.П.Ратниковым, В.Г.Яковлевым.

Четвертый раздел работы содержит результаты исследований развития зоны перемешивания на неустойчивых границах, ускоряемых давлением взрыва газовой смеси. Для моделирования "тяжелого" вещества на границе раздела двух сред использовался студень водного раствора желатина, позволяющий создавать разнообразные формы границы раздела. Эти исследования выполнены И.Г.Жидовым, Е.Е.Мешковым, Н.В.Новмержицким.

Возможность представить столь широкие и разнообразные по методике и технике эксперимента исследования указанной проблемы в виде единой работы (с согласия всех авторов) возникла в связи с детальным обсуждением этих вопросов, которое происходило в 1988-89 г.г. на Звенигородской конференции по физике плазмы (апрель 1989 г.) и на заседаниях семинара по лазерному термоядерному синтезу в ФИАН СССР.

Мы не преследовали цели дать единообразную картину процессов, напротив, стремились сохранить в изложении независимый индивидуальный подход различных групп. В частности, для того, чтобы подчеркнуть оригинальный характер исследований, литература дается отдельно по каждому разделу.

Авторы выражают признательность участникам дискуссий за полезные обсуждения.

## О г л а в л е н и е

1. Гидродинамическая неустойчивость в инерциальном синтезе и возможный сценарий ее развития .....
2. Гидродинамическая неустойчивость области контакта разноплотных сред движущихся ускоренно .....
3. Экспериментальное исследование гравитационной неустойчивости и турбулизации течения на границе раздела благородных газов .....
4. Экспериментальное исследование динамики перемешивания на неустойчивых границах ускоряемых жидких слоев .....

## I. Гидродинамическая неустойчивость в инерциальном синтезе и возможный сценарий ее развития

Сейчас в проблеме инерциального термоядерного синтеза, осуществляемого в лабораторных масштабах (прежде всего лазерного термоядерного синтеза), достигнуто понимание, подкрепленное экспериментами того, что эффективное термоядерное горение возможно при сжатии вещества по отношению к плотности твердого тела примерно в тысячу раз. Для сферических мишеней тысячекратное по плотности сжатие достигается при объемном сжатии более  $10^4$  и линейном сжатии более 30. В мишени на границах раздела разноплотных сред, движущихся ускоренно или испытывающих действие ударных волн, выполняются условия развития гидродинамической неустойчивости Рэлея-Тэйлора (НРТ), Рихтмайера-Мешкова (НРМ) и Кельвина-Гельмгольца (НКГ). Проблема устойчивости сжатия мишеней является центральной в осуществлении термоядерной вспышки. Рис. I иллюстрирует влияние эффекта перемешивания на основе сравнения экспериментальных результатов по нейтронному выходу и предсказаний выхода на основании одномерных расчетов в зависимости от степени сжатия, измеряемой по уменьшению радиуса  $/I/$ .

Если говорить об ЛТС, то изучение неустойчивости, турбулизации и перемешивания слоев осложнено высокой теплопроводностью (в том числе радиационной), абляционным "размытием" зоны неустойчивости и перемешивания, сжимаемостью, переменным характером ускорения, неизвестным заранее сочетанием разных видов неустойчивостей, неизвестным спектром возмущений, в котором присутствуют разномасштабные неоднородности мишени и источника энергии, конечной переменной и неоднородной толщиной слоев, малыми размерами и длительностью процессов. Постановка исследовательских задач в этом море проблем связана как с попыткой разобраться в реальном ходе процессов и определить основные характеристики (например, инкремент неустойчивости), кото-

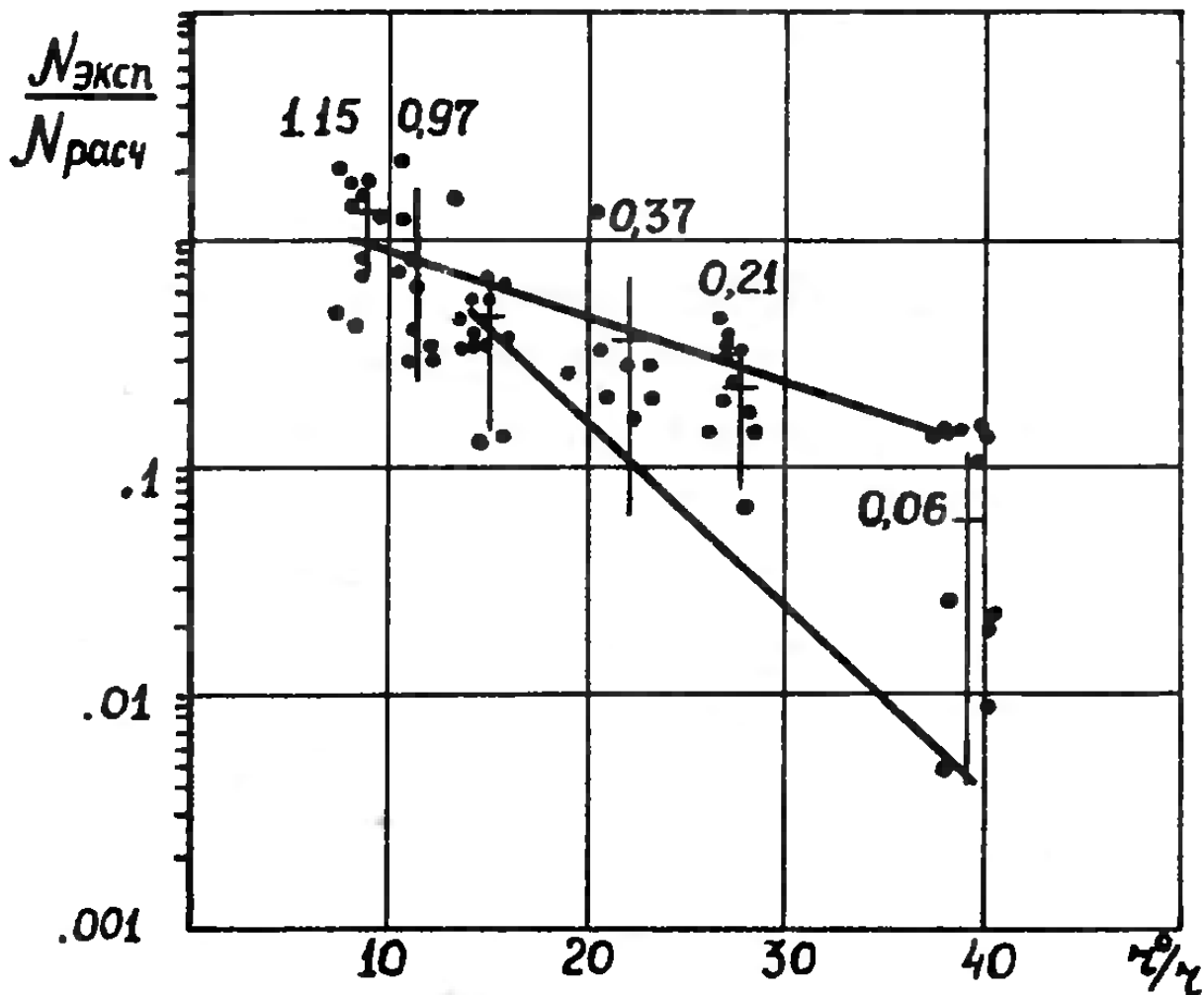


Рис. 1. Значения экспериментально измеренного выхода нейтронов  $N_{\text{эксп}}$  из лазерных мишеней, отнесенные к расчетным значениям  $N_{\text{расч}}$  таковых (расчет не учитывает турбулентного перемешивания) в функции от линейного сжатия  $z^0/z$ .

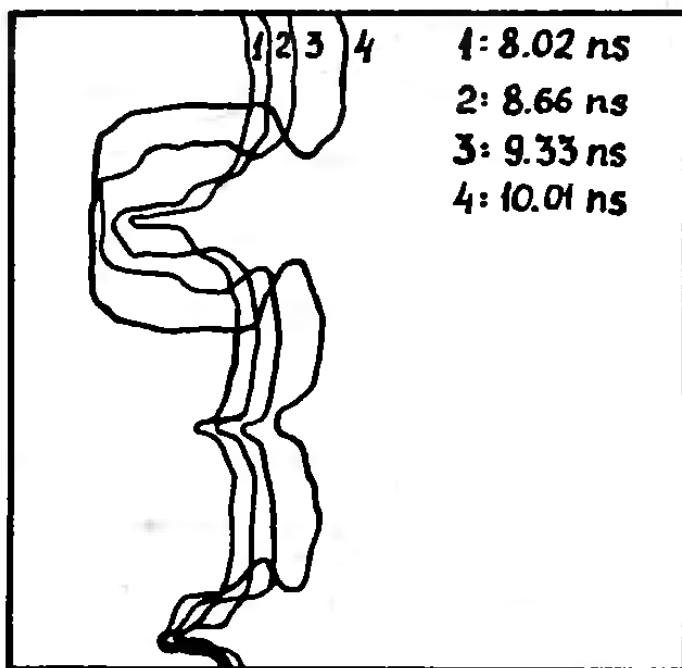


Рис. 2. Результаты численного расчета образования вихря в процессе ускоренного движения фольги облучаемой лазерным излучением [3].

рые можно было бы феноменологически использовать для предсказания с помощью ЭВМ термоядерного выхода и условий для осуществления термоядерной вспышки, так и с попыткой найти условия (по режимам сжатия и устройству мишеней с использованием переходных слоев между разноплотными материалами) минимизирующие перемешивание. Такие работы теоретические и экспериментальные достаточно успешно ведутся в ФИАН им.П.Н.Лебедева, ЭНИН им.Г.М.Крижановского, ИАЭ им.И.В.Курчатова, ИОМ АН СССР им.М.В.Келдыша, ИТФ им.Л.Д.Ландау и ряде других организаций СССР, Резерфордской лаборатории (Англия), Институте Макса Планка (ФРГ), Институте лазерной технологии Университета в г. Осака (Япония), Ливерморской лаборатории, Лос-Аламосской лаборатории, Рочестерском университете, Военно-морской лаборатории (США). Однако близкие к реальным условиям эксперименты с лазерным ускорением тонких фольг проведены сравнительно недавно /1,2/ в основном из-за сложности получения достаточного количества энергии источника и трудности достичь хорошего пространственного и временного разрешения.

В связи с этим большой интерес представляют исследования, проводимые в существенно ином масштабе - на ударных трубах и других подобных им устройствах. В данном препринте представлены различные экспериментальные исследования, опирающиеся на этот подход. Такие исследования преследуют два типа целей - получение интегральных характеристик (типа эволюции ширины зоны перемешивания) и определение феноменологических коэффициентов с одной стороны, и попытка разобраться в элементарных фундаментальных процессах с другой. В связи с этим крайне интересно проследить за сценарием развития турбулентности и в особенности за переходом эволюционной потенциальной стадии движения к вихревому турбулентному движению. Ниже изложим соображения по этому вопросу, опираясь в основном на экспериментальные

результаты раздела 2. В отличие от известных сценариев Ландау-Хопфа, Фейгенбаума-Манвила-Помо в нашем случае существенным является неоднородный характер движения и наличие поверхности раздела. Будем для простоты рассматривать несжимаемую жидкость. Начальная стадия развития НРТ и НРМ при условии  $Ka \ll 1$  ( $K = 2\pi \cdot \lambda^{-1}$ ) соответствует потенциальному движению. На этой стадии относительного скольжения слоев нет и условия для развития НКГ отсутствуют. При  $Ka = 1$  нормальная к первоначальной поверхности раздела скорость вычисленная по линейной теории  $v = \dot{a} = \gamma a$ , и скорость свободного падения с ускорением  $g$  тяжелой жидкости в легкую ( $v = g \cdot \gamma^{-1}$ ) сравниваются. При этом  $v = \sqrt{g \cdot \kappa^{-1}}$  и в дальнейшем, на стадии проваливания тяжелой среды в легкую среду, относительная скорость движения слоев  $u = v_{t_1} - v_{t_2}$  имеет масштаб  $u = n \sqrt{g \cdot \kappa^{-1}}$ , где  $n = Ka$ . На этой нелинейной стадии возникает условие для развития НКГ. Начальная стадия развития НКГ также является потенциальной. Однако, поскольку инкремент НКГ равен  $\gamma_1 = K_1 \cdot u \cdot \frac{\sqrt{\rho_2 \cdot \rho_1^{-1}}}{\rho_1 + \rho_2}$ , найдутся возмущения с такой малой длиной волны  $\lambda$ , которые за время  $\tau \sim \gamma^{-1} = (g \cdot \kappa)^{-1/2}$  развития основного возмущения разовьются до существенно нелинейной стадии

$Ka > 1$  практически мгновенно ( $K_1, a_1$  - соответственно волновой вектор и амплитуда возмущения НКГ). Далее можно предположить, что при  $K_1 a_1 \sim 3$  (что соответствует углу около вершины возмущения около  $\pi/3$ ), потенциальное течение становится, по-видимому, невозможным в результате бифуркации. В каждой вершине и впадине возникает вихрь, размер которого сопоставим с  $a_1$ . При этом происходят одновременно два процесса: во-первых, поскольку место, где слои скользят друг относительно друга, переносится в глубь жидкости на размер вихря, процесс повторяется вновь и мелкомасштабные вихри проникают внутрь жидкости; во-вторых, с течением времени укрупняется масштаб вихрей, рождающихся у поверхности. Аналогичный процесс имеет место



в другой жидкости. В результате вблизи границы раздела существуют вихри, масштаб которых увеличивается с течением времени. Процесс напоминает потерю устойчивости и образование вихрей при конвективной неустойчивости, приводящей к ячейкам Бинара. Уравнения для этого процесса описывают аттрактор Лоренца, который при определенных параметрах допускает стохастическое движение. Не исключено, что нечто подобное может иметь место при НКГ. Возможность бифуркации при переходе от потенциального движения к вихревому можно увидеть из уравнения для вихря

$$\frac{\partial}{\partial t} \omega + v_x \frac{\partial \omega}{\partial x} + v_z \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0$$

имеется решение  $\omega = 0$ , соответствующее потенциальному движению, однако, возможно и другое решение  $\omega = const$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} \approx 0 \quad v_x \frac{\partial \omega}{\partial x} \sim v_z \frac{\partial \omega}{\partial z} \sim K_1 \omega$$

Тогда с учетом того, что  $\frac{\partial \omega}{\partial x} \sim \frac{\partial \omega}{\partial z} \sim K_1 \omega$ , необходимо, чтобы было  $v_x \sim u \sim v_z$ . Именно это условие начинает выполняться при

$$K_1 a_1 \sim 3. \text{ При таком соотношении } v_z = \gamma_1 a_1 = \frac{3u \sqrt{\rho_2 / \rho_1}}{\rho_2 + \rho_1}$$

То есть  $v_z$  становится близким к  $u_x \sim u_1$ . На потенциальной стадии

$$v_x \sim u_1, \quad v_z \sim K a \cdot u \ll u_2$$

. За счет вязкости и мелкомасштабных и крупномасштабных искажений вихри одной жидкости могут взаимодействовать с вихрями в другой. Частица тяжелой жидкости, поблуждав по нескольким вихрям в тяжелой жидкости, может перейти в легкую и после нескольких блужданий удалиться от поверхности. Именно так, на наш взгляд, можно объяснить тонкие "шерстинки" тяжелой жидкости в легкой, сопровождающие проваливание тяжелой струи (рис.7, раздел 2).

Вблизи вершины струи вихревые движения развиваются несколько по иному. Картина развития этого вихря в лазерной плазме, полученная в численных расчетах, дана в работе /3/(рис.2). Фотографии вихрей вблизи вершины при НРМ для различных  $K$ , полученные С.Г.Зайцевым и его группой (см.раздел 2) на ударной трубе, представлены на

рис.7. Во всех случаях образование вихря, имеющего размер  $a \sim \lambda/2$ , замедление роста тяжелой струи и разрушение ее вершины и бурное перемешивание наступает при  $K \cdot a \sim 3$ . В дальнейшем турбулентный слой подвергается воздействию ударных волн (отраженных от торца ударной трубы) и ускорению, что приводит к полному перемешиванию. На этой стадии крупные вихри распадаются, образуя более мелкие структуры. Таким образом, сценарий развития турбулентности при НРТ и НРМ представляется следующим: развитие возмущения до уровня  $K a \sim 1$  при сохранении потенциального характера движения, развитие НКГ для больших  $K_1$  до уровня  $K_1 a_1$ , при котором скачком (путем бифуркации) теряется потенциальный характер движения и на границе раздела жидкостей возникают мелкомасштабные вихри; зона вихрей расширяется в глубину обеих жидкостей, одновременно по мере выполнения условия  $K_1 \cdot a_1 \sim 3$  у поверхности раздела возникают более крупные вихри, т.е. процесс развивается так, что при движении жидкости появляются все более низкие частоты, при условии  $K \cdot a \sim 3$  у вершины струи возникает крупномасштабный вихрь, рост струи замедляется, жидкости перемешиваются, турбулизуются, далее крупные вихри распадаются в мелкие, турбулентность стремится к однородной.

### Л и т е р а т у р а

1. Lindl J. Report presented 16 EPC Conference on controlled fusion and plasma physics. Venice, Italy, March 13-17 (1989).
2. Hausen J.C.V., Rosen P.A., Goldsack T.J. AWE Preprint No 01/89 Feb. (1989).
3. Emery H.H., Gardner J.H. Boris J.P. NRL Memorandum Reprt 4626 Sept. 25 (1981).

## 2. Гидродинамическая неустойчивость области контакта разноплотных сред, движущихся ускоренно

В данном разделе приводятся результаты экспериментальных исследований развития неустойчивости Рэлея-Тэйлора (НРТ) и Рихтмайера-Мешкова (НРМ).

### 2.2. Неустойчивость Рэлея-Тэйлора

#### 2.2.1. Постановка эксперимента

Экспериментальная установка представляет собой вертикально расположенный канал - I с сечением  $7,2 \times 7,2 \text{ см}^{-2}$  (рис. 1а). В нижней части канала установлена измерительная секция с боковыми стенками из оптического стекла. Регистрация процесса осуществлялась с помощью интерферометра Маха-Цендера. В поле зрения размещалась пластина - 3, ориентированная перпендикулярно к оси канала. В исходном состоянии пластина обеспечивала герметичное разделение канала на две части, которые заполнялись различными газами. Давление газов устанавливалось строго одинаковым. Пружинный механизм удалял пластину из канала за время около 0,1 сек. В процессе ускоренного выдвижения пластины газы, расположенные в верхней и нижней частях канала, вступали в контакт, образуя область перемешивания - ОКП ( $K_0$ ). Свойства образующейся ОКП определяются скоростью движения пластины и параметрами контактирующих газов. При сравнительно медленном движении пластины образуется ОКП, толщина которой в фиксированном сечении  $Y$  определяется процессом диффузии, начинающимся с момента выхода пластины из этого сечения. Фронты  $\Psi$  и  $\chi$  (рис. 1в), отделяющие ОКП от газов, заполняющих верхнюю и нижнюю части канала, имеют форму монотонных линий (участок 2 на рис. 1в). Этот тип ОКП образуется при условии  $Re < 100$ , ( $Re = h \cdot v \cdot \nu^{-1}$ , где  $h$  - толщина пластины,  $v$  - скорость ее движения, а  $\nu$  - вязкость). Для

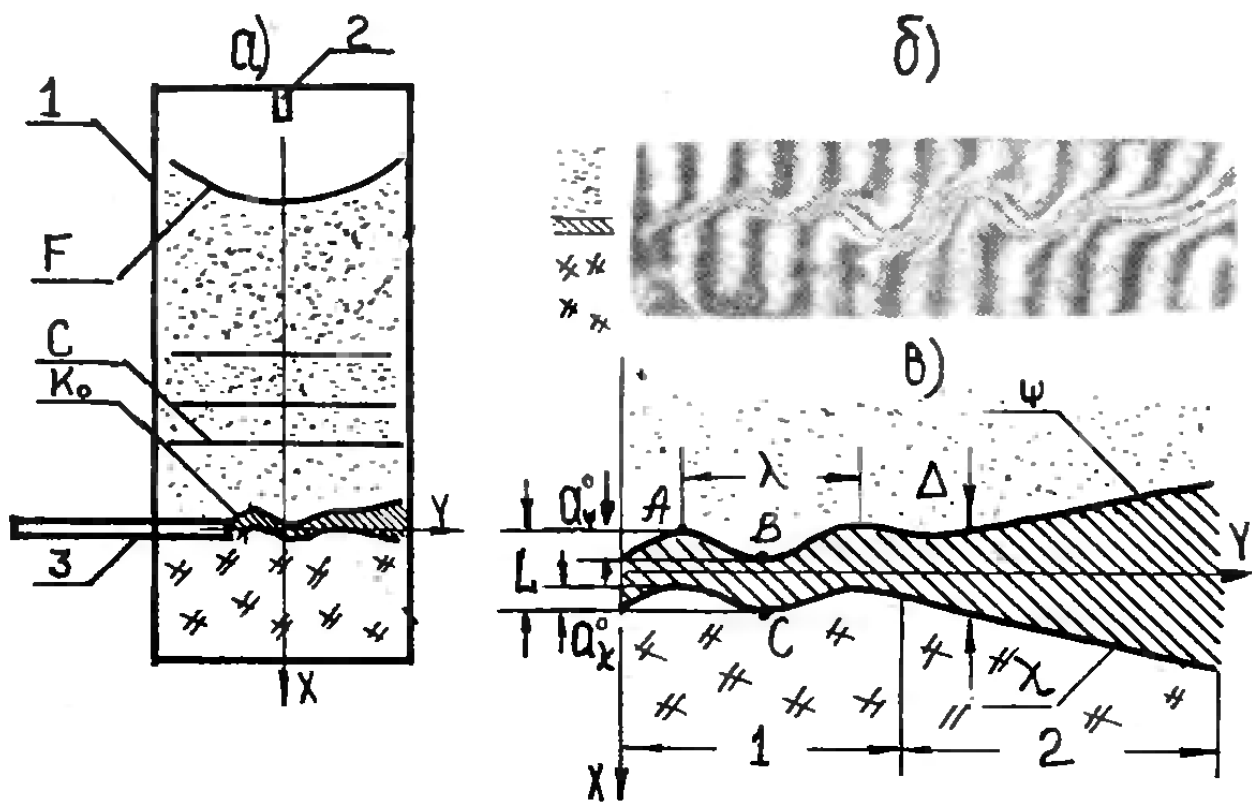


Рис. 1 а)Схема установки б)Интерферограмма ОКП  
в)Схема ОКП.

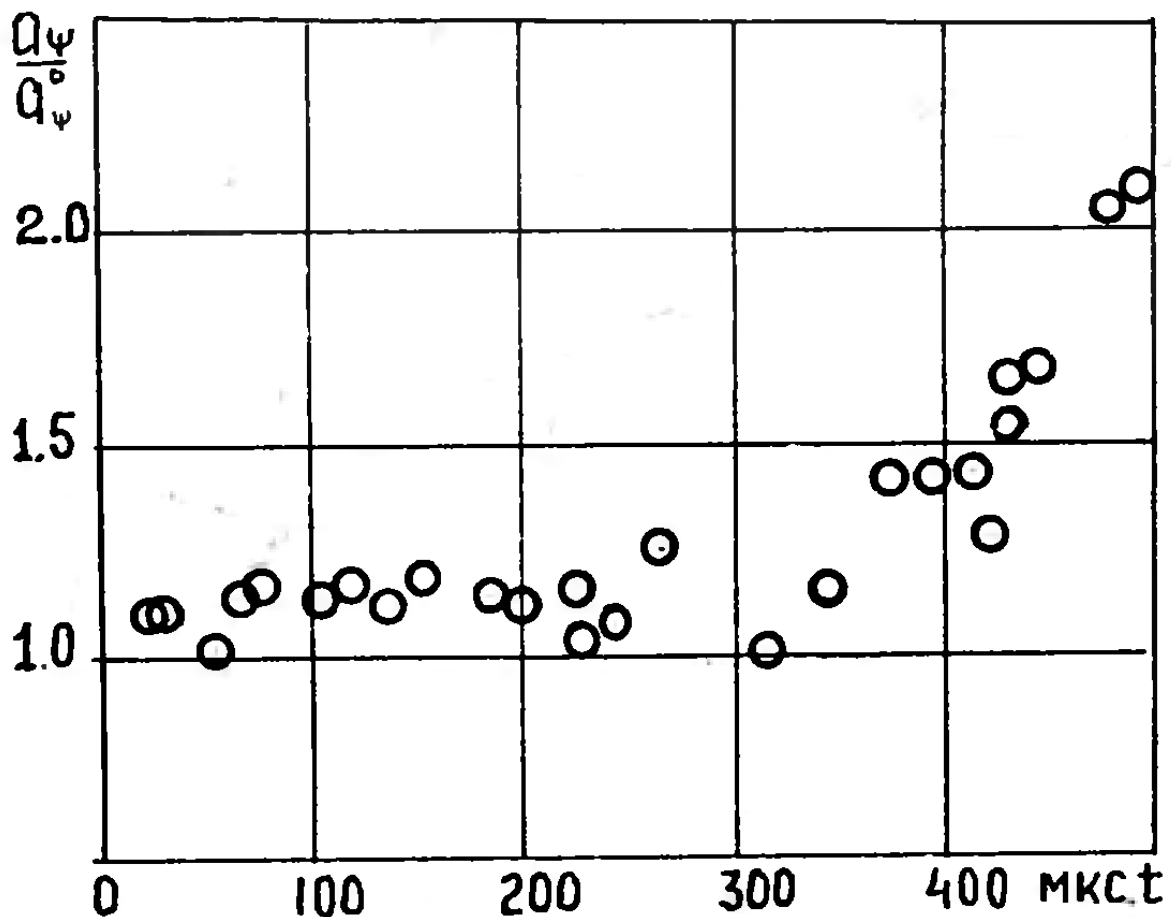


Рис. 2 Значения амплитуды возмущения ОКП в функции времени.

$Re \sim 100$  срыв потока за тыльной частью пластины приводил к тому, что образовывалась ОКП с фронтами  $\Psi$  и  $\chi$ , имеющими волнообразную форму. Положения максимумов и минимумов (точки  $A, B, \dots$ ) на  $\Psi$  и  $\chi$  относительно боковых стенок канала сохранялись с точностью  $\pm 0,5$  см неизменными как в процессе движения ОКП, так и в различных опытах с одинаковым временем выдвигания пластины. Амплитуда первоначального возмущения  $A_{\Psi}^0$  (рис. 1в) от опыта к опыту изменялась в пределах  $0,2 \div 0,4$  см.

В работе выполнено исследование эволюции ОКП в процессе ускоренного движения, создаваемого волной сжатия. Эксперимент проводился следующим образом: верхняя часть канала заполнялась кислородно-водородной смесью, нижняя - аргоном. После удаления пластины горючая смесь поджигалась с помощью искрового разряда, создаваемого в верхней части канала, и вниз по каналу начинал распространяться фронт пламени  $F$ . Перед фронтом пламени образовывалась волна сжатия  $C$ , которая, взаимодействуя с ОКП, сообщала ей ускоренное движение вдоль оси  $X$ .

В экспериментах визуализировалось движение ОКП на протяжении 5 см. Регистрация процесса осуществлялась с помощью серии интерферограмм. На рис. 1б приведена интерферограмма, зарегистрированная спустя 220 мкс после начала движения области контакта.

### 2.2.2. Результаты эксперимента

Фронты  $\Psi$  и  $\chi$ , отделяющие ОКП от "чистых" газов, определялись как геометрическое место точек, в которых интерференционные полосы имеют наибольшую кривизну. Интерферограммы использовались для нахождения траекторий движения точек  $A, B$  и  $C$  на фронтах  $\Psi$  и  $\chi$  (рис. 1в). Траектория каждой точки аппроксимировалась полиномом, коэффициенты которого подбирались с помощью метода наименьших квадратов.

В проведенной серии опытов ОЖП, отделяющая смесь водорода с кислородом (молекулярный вес -  $\mu = 18,5$ ) от аргона ( $\mu = 39,9$ ), двигалась с ускорением  $(3 \pm 2) \cdot 10^7 \text{ см.с}^{-2}$ . Длина волны возмущений на фронтах  $\psi$  и  $\chi$  была равна 1,5 см. При этом амплитуды  $A_\psi, A_\chi$  оказывались меньше  $\lambda$ . Совокупность траекторий точек  $A, B$  и  $C$  позволяла определить  $a_\psi(t), a_\chi(t), L(t), \Delta(t)$ . Было получено, что в процессе движения толщина ОЖП -  $\Delta(t)$  уменьшается. Полное время наблюдения составляет  $10^{-3}$  с. Начальное значение  $\Delta$  перед взаимодействием равняется 1 см.

Значения  $A_\psi/a_\psi^0$  в функции времени приведены на рис.2. Рост амплитуды с течением времени обнаруживает две стадии, отличающиеся скоростью изменения  $a_\psi(t)$ . Аппроксимация первой стадии ( $0 < t < 350$  мкс) экспоненциальной зависимостью дает для инкремента значение  $\gamma = (0,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Время отсчитывается от момента начала движения ОЖП. Для второй стадии ( $350 < t < 800$  мкс) аналогичная экстраполяция приводит к значению инкремента  $\gamma = (5,0 \pm 10) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

Наблюдаемое в настоящей работе увеличение амплитуды  $A_\psi$  существенно отличается от развития амплитуды на границе контакта несжимаемых сред с разрывным изменением плотности. В последнем случае 1/ амплитуда росла экспоненциально с инкрементом  $\gamma_0 = \sqrt{kgA}$ . Для условий настоящего эксперимента  $\gamma_0 = 6,6 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ ,  $\lambda = 1,5 \text{ см}$ ,  $g = 3 \cdot 10^7 \text{ см.с}^{-2}$ . Замедление роста  $A_\psi$  на интервале  $0 < t < 350$  мкс может быть связано с указанным выше сжатием области контакта, наиболее интенсивным на начальном участке движения.

## 2.3. Неустойчивость Риктмайера-Мешкова

### 2.3.1. Постановка эксперимента

Работа проведена на ударной трубе, подробное описание которой дано в /3/. Камера низкого давления - КНД наполнялась двумя различными газами, отделенными тонкой лавсановой пленкой (2 мкм). Конст-

рукция специальной секции КНД позволяла устанавливать пленки различной формы: плоские или волнообразные синусоидальной формы. Использовались различные комбинации инертных газов при этом число Атвуда  $A$  изменялось по модулю от 0,09 до 0,9 ( $A = (\rho_{0a} - \rho_{0b})(\rho_{0a} + \rho_{0b})^{-1}$ ,  $\rho_{0a}, \rho_{0b}$  - значения плотности газов по обе стороны пленки). Давление газов в исходном состоянии было строго одинаковым.

Процесс регистрировался тепловым методом. Применялась либо покадровая съемка всего визуализируемого участка канала в фиксированные моменты времени, либо непрерывная регистрация через щель, устанавливаемую вдоль оси канала, на пленку, движущуюся в перпендикулярном к ней направлении. Использована следующая система обозначений: ударные волны обозначаются буквой  $S$  с тремя индексами внизу -  $i$ ,  $j$ ,  $k$ . Первый индекс указывает направление движения ударной волны относительно контактного разрыва:  $e$  - волна движется к контактному разрыву,  $i$  - от него. Второй индекс указывает порядковый номер взаимодействия ударной волны с контактным разрывом. Третий индекс ( $a, b$ ) обозначает газ, по которому движется ударная волна. Исходная ударная волна -  $S_{e1a}$ , возникающая при разрыве диафрагмы, отделяющей камеру высокого давления от КНД, движется по газу  $A$  к пленке  $K_0$ . В результате взаимодействия этой волны с пленкой (первое взаимодействие) образуются: преломленная ударная волна  $S_{i1b}$ , движущаяся от контактного разрыва  $K_{12}$  к торцу КНД по газу  $B$ , и отраженная волна  $S_{i1a}$  (ударная волна для  $\rho_{0a} < \rho_{0b}$  или волна разрежения для  $\rho_{0a} > \rho_{0b}$ ). Волна  $S_{i1b}$ , отражаясь от торца, образует волну  $S_{e2b}$ , движущуюся навстречу  $K_{12}$ .  $x, t$  - диаграмма столкновения  $S_{e2b}$  с  $K_{12}$  дана на рис.7 (второе взаимодействие). Скорость потока, плотность и скорость звука в потоке за  $S_{ijk}$  обозначаются  $u_{ijk}$ ,  $\rho_{ijk}$  и  $c_{ijk}$ , соответственно. Область контакта между первым взаимодействием и вторым обозначается  $K_{12}$ , между вторым и третьим  $K_{23}$ .

Режимы эксперимента выбирались такими, чтобы  $\lambda, t$  - диаграмма взаимодействия исходной ударной волны с пленкой совпадала с такой, полученной в результате решения задачи о распаде ударной волны на контактном разрыве. При этом влиянием пленки на волновую картину процесса можно пренебречь.

### 2.3.2. Взаимодействие плоского ударного фронта с волнообразным контактными разрывом

Взаимодействие плоского ударного фронта  $S_{e1a}$  с волнообразным контактными разрывом  $K_0$  иллюстрируется схемами дифракции  $S_{e1a}$  на выпуклом навстречу волне участке  $K_0$  (рис.3а,б,в) и схемой течения в области между преломленной и отраженной ударными волнами рис.3г. На рис.3б представлен переход  $S$  из легкого газа в тяжелый ( $\rho_{0a} < \rho_{0b}$ ), а на рис.3в - из тяжелого газа в легкий ( $\rho_{0a} > \rho_{0b}$ ).

$K_0$  - аппроксимируется двумя плоскими участками (рис.3а).

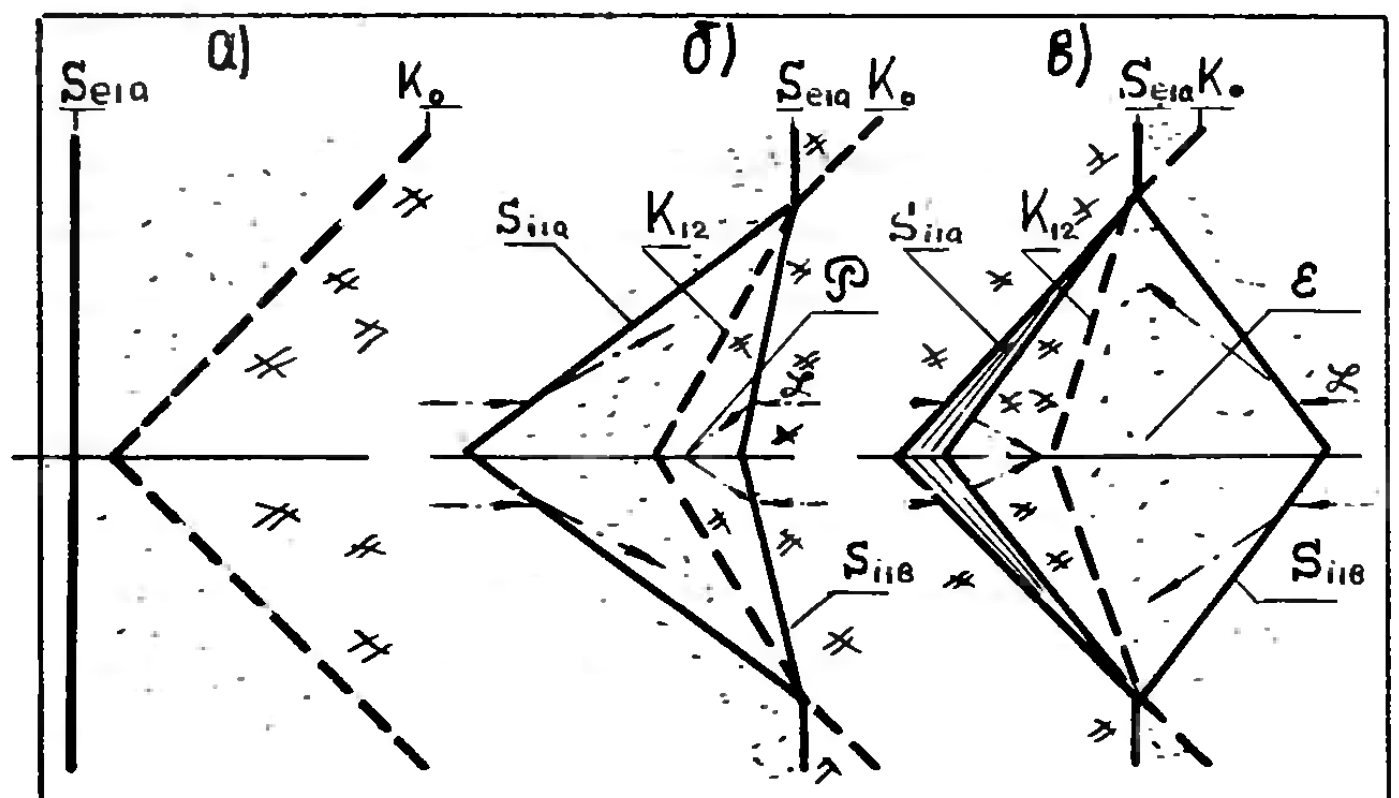
Если  $\rho_{0a} < \rho_{0b}$ , то фазы  $S_{i1b}$  и  $S_{i1a}$  совпадают с фазой  $K_0$ , а их амплитуды определяются соотношениями:

$$a_{s1b} = a_{ок} (1 - W_{i1b} / W_{e1a}), \quad (1)$$

$$a_{s1a} = a_{ок} (1 + W_{i1a} / W_{e1a}), \quad (2)$$

где  $a_{ок}$  - амплитуда  $K_0$ . На рис.3б и 3в приведены схемы, иллюстрирующие причину образования областей сжатия и разрежения, вызванных криволинейной формой преломленной и отраженной волн. В системе координат, связанной с ударным фронтом, линии тока  $\mathcal{L}$ , втекающие в участок фронта, имеющий вогнутую в направлении потока форму (рис. 3б), получают компоненты, направленные навстречу друг другу. Столкновение этих потоков приводит к образованию областей повышенного давления  $P_a, P_b$ . За ударным фронтом с выпуклостью навстречу втекающему потоку, образуется область пониженного давления  $E$ . Ве-





2)

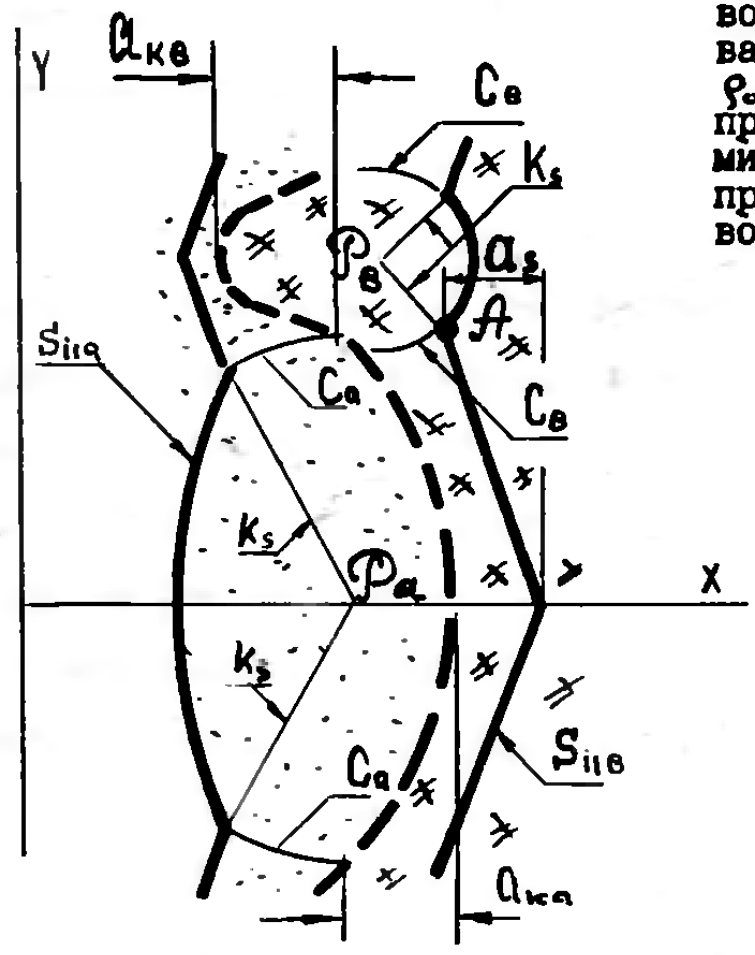


Рис. 3 Схема взаимодействия ударного фронта с контактным разрывом. а) Исходное расположение ударной волны и контактного разрыва. б) Взаимодействие при  $\rho_{0a} < \rho_{0b}$ . в) Взаимодействие при  $\rho_{0a} > \rho_{0b}$ . г) Схема формирования течения между преломленной и отраженными волнами ( $\rho_{0a} < \rho_{0b}$ ).

лищина избытка или уменьшения давления определяется кривизной ударного фронта и его интенсивностью.

Возникающее после завершения дифракции  $S_{e1a}$  на  $K_0$  периодическое распределение давлений в газе  $A$  между  $S_{11a}$  и  $K_{12}$  и в газе  $B$  между  $S_{11b}$  и  $K_{12}$ , определяет эволюцию формы  $S_{11b}$ ,  $S_{11a}$  и  $K_{12}$ . Из областей повышенного давления распространяются волны сжатия -

$C$ . Передние фронты их отчетливо регистрируются на теплерограммах (рис.4). На рис.4в даны положения фронта волны сжатия  $C$ , исходящей из области  $P_8$ , полученное в результате обработки теплерограмм, приведенных на рис.4б. В месте взаимодействия  $C$  и  $S$  (точка  $A$ ) наблюдается излом  $S$  и образование тангенциального разрыва  $K_S$ . Это взаимодействие аналогично описанному в /4/. В процессе распространения  $S$  точка  $A$  перемещается по его фронту в направлении к стенке канала. При этом интенсивность взаимодействия  $S$  и  $C$  убывает, что приводит к уменьшению излома  $S$ . Фронт  $C$ , достигнув стенки канала, отражается от нее. Возникший отраженный фронт  $C$  движется внутрь канала. В результате взаимодействия волн сжатия с ударным фронтом амплитуда последнего -  $A_S$ , меняя знак, убывает. Значения амплитуды преломленной ударной волны в функции безразмерного пути -  $s/\lambda$ , пройденного ей, для перехода из аргона в ксенон, приведены на рис.5. Точки 1,2,3 и 4 соответствуют длинам волн исходного фронта  $K_0$ :  $\lambda = 7,2; 3,6; 2,4$  и  $1,2$  см., соответственно. Амплитуда преломленной ударной волны убывает на порядок на расстоянии около  $5 \cdot \lambda$ , а в потоке за ней остается характерная сетка линий, "вмороженных" в поток. С течением времени в точках пересечения этих линий происходит их искажение, вызванное взаимодействием тангенциальных разрывов.

Если образующееся вследствие криволинейной формы  $S_{11b}$  и  $S_{11a}$  распределение давлений приводит с течением времени к тому, что фор-

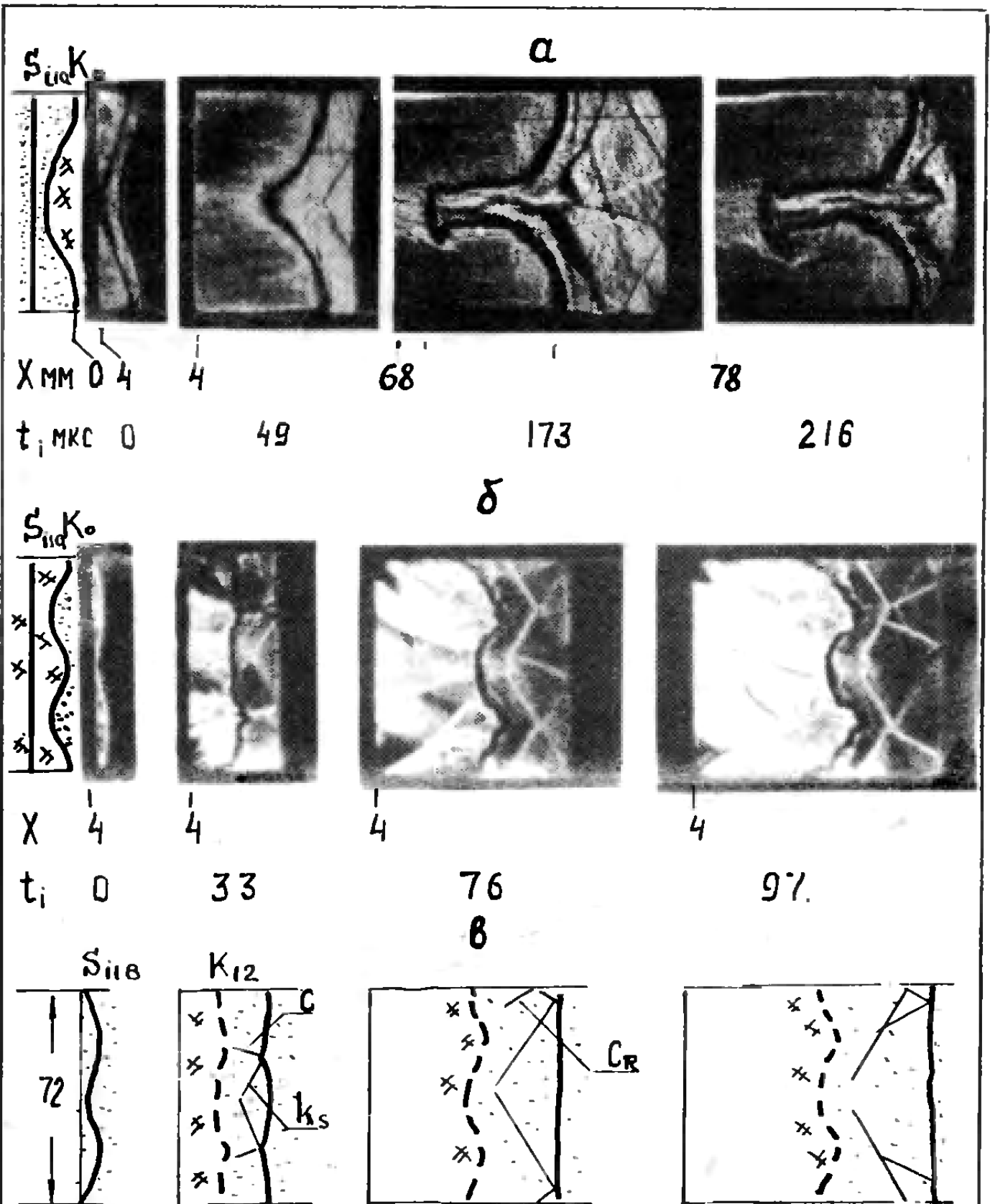


Рис. 4 Теплерограмма процесса формирования ОКП. а)  $S_{e1a}$  переходит из He в Xe  $a_{0,7} = 1 \text{ см.}$ ,  $\lambda = 7,2 \text{ см.}$ ,  $W_{e1a} = 2,7 \text{ мм.мкс}^{-1}$ . б)  $S_{e1a}$  переходит из Xe в Ar  $a_{0,7} = 1 \text{ см.}$ ,  $\lambda = 3,6 \text{ см.}$ ,  $W_{e1a} = 0,52 \text{ мм.мкс}^{-1}$ . в) Обозначения волн для теплерограмм, приведенных на рис. 4б.

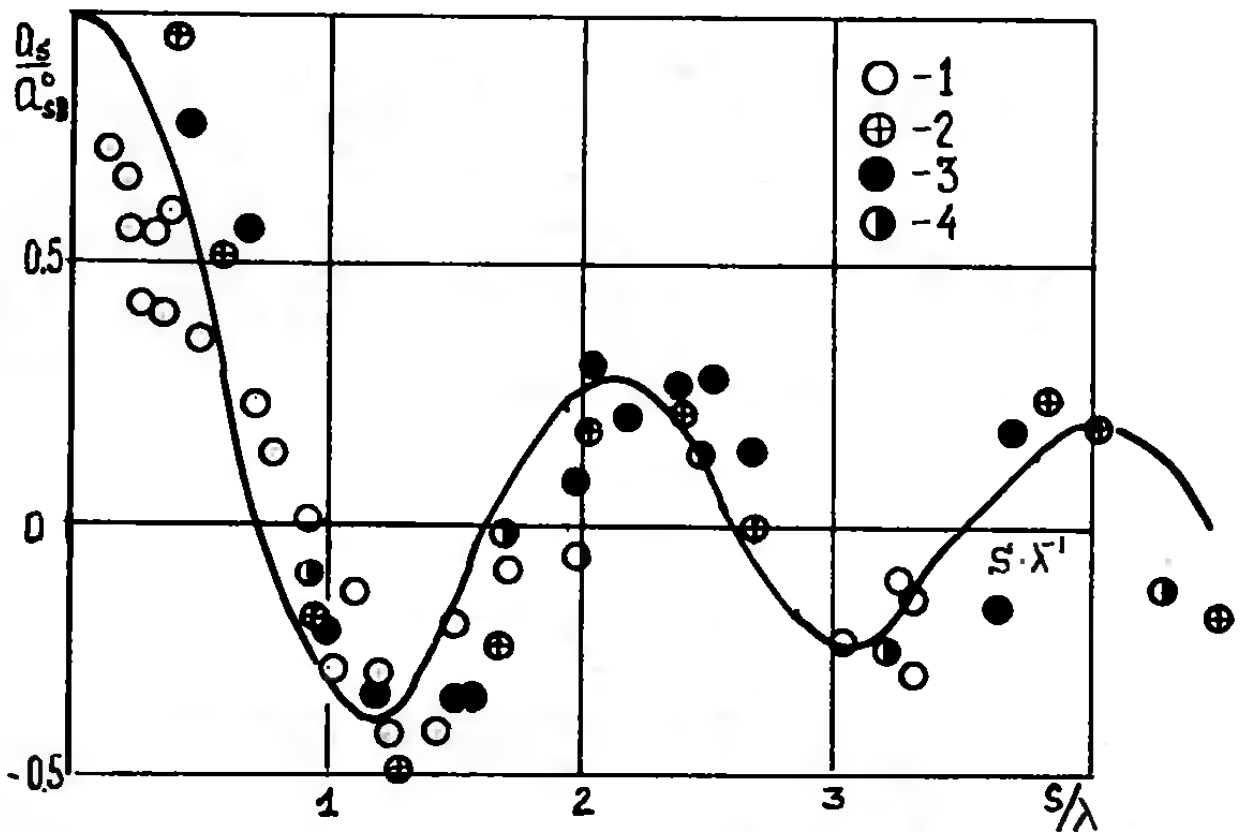


Рис. 5 Значения амплитуды преломленной ударной волны в функции пройденного волной пути.

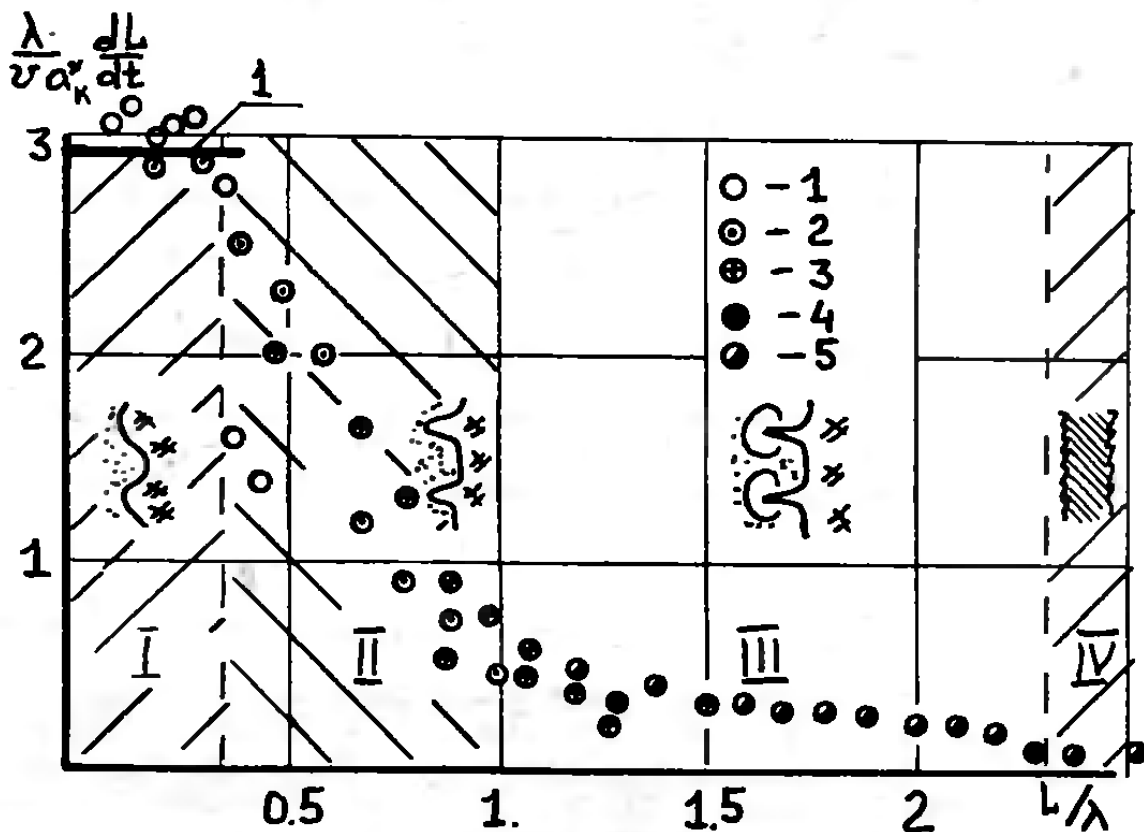


Рис. 6 Значения скорости внедрения одной среды в другую в функции от пройденного контактной областью пути.

ма этих волн становится плоской, то контактный разрыв  $K_{12}$ , напротив, будет увеличивать свою амплитуду. Это явление именуется неустойчивостью Рихтмайера-Мешкова.

В момент завершения дифракции исходной ударной волны на  $K_0$  заканчивается формирование преломленной и отраженной волн в газах  $A$  и  $B$ . При  $\rho_{0a} < \rho_{0b}$  - эти волны будут ударными, их амплитуды определяются соотношениями (1) и (2). В этот момент амплитуда образовавшегося контактного разрыва  $K_{12}$  определяется соотношением:

$$a_k^* = a_{0k} (1 - u_{iib} / u_{eia}) \quad (3)$$

Далее амплитуда  $K_{12}$  начнет увеличиваться под действием поля давлений, возникшего между  $S_{iib}$  и  $S_{ia}$ . На начальной (линейной) стадии глубина внедрения легкой среды в тяжелую и тяжелой в легкую ( $A_{ka}$  и  $A_{kb}$ ) остаются равными, а увеличение их с течением времени в пределах 5-10% описывается соотношением Рихтмайера /5/

$$\frac{d}{dt} a_k = a_k^* \cdot A \cdot u_{iib} \cdot K \quad (4)$$

В последующие моменты времени происходит характерное искажение формы контактного разрыва, вызванное различием скоростей звука в газах  $A$  и  $B$ . Так как скорость звука в  $A$  выше, чем в  $B$ , расплывание области сжатия  $P_a$  происходит быстрее, нежели расплывание области  $P_b$  (рис.3г). В результате часть фронта  $K_{12}$ , обращенная выпуклостью к тяжелому газу, будет расширяться в направлении оси  $Y$ , при этом кривизна ее уменьшится. Часть фронта  $K_{12}$ , обращенная выпуклостью в сторону легкого газа, под действием  $P_b$  будет иметь в направлении оси  $Y$  меньшую протяженность, но проникнет в газ  $A$  (в направлении оси  $X$ ) на большее расстояние, образуя "струи". Эта стадия развития контактного разрыва называется нелинейной стадией и происходит при  $2a_k \approx (0,3 \div 0,4) \cdot \lambda$ . Переход к нелинейной

стадии сопровождается уменьшением скорости внедрения легкого газа в тяжелый. На рис.3г указаны величины внедрения тяжелой среды в легкую -  $a_{кв}$  и легкой в тяжелую  $a_{ка}$ . Значения  $\frac{d}{dS} (L/a^*)$ , где  $L = a_{ка} + a_{кв}$ , в функции пройденного контактным разрывом пути даны на рис.6. Область I соответствует линейной стадии развития процесса. Линия I - значение, определяемое соотношением (4). Область II соответствует нелинейной стадии развития процесса. Как видно, эта стадия характеризуется монотонным снижением скорости внедрения одного газа в другой.

Нелинейная стадия развития контактного разрыва завершается в момент возникновения на острие "струи" вихревой структуры, приобретающей в процессе дальнейшего развития характерную грибовидную форму. Завершение нелинейной стадии происходит при  $2 \cdot a_{к} \approx (0,7+1) \cdot \lambda$ . Образование вихревой структуры связано с возникновением сдвиговой неустойчивости - неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. При этом скорость внедрения тяжелой среды в легкую становится меньше, чем на нелинейной стадии. Область III на рис.6 соответствует переходной стадии. Если на линейной и нелинейной стадиях можно было указать сравнительно узкую область - границу контакта, отделяющую одну среду от другой, то для переходной стадии характерно образование на острие "струи" области перемешивания. Эта область с течением времени увеличивает свои размеры. Природа ее, по-видимому, аналогична природе когерентных структур, образующихся в области перемешивания двух потоков, описанных в работе /6/.

Вихревые структуры, возникающие на острие струи, с течением времени увеличивают свой размер приблизительно с одинаковой скоростью, как в направлении движения потока, так и в перпендикулярном направлении. После столкновения двух соседних "грибов" формируется турбулизованная область перемешивания - эта заключительная стадия

описываемого процесса. Турбулентная стадия характеризуется наименьшим значением скорости внедрения одной среды в другую.

На рис.7 приведены теплереограммы развития неустойчивости Рихтмайера-Мешкова, полученные в серии экспериментов по переходу ударной волны из аргона в ксенон (число Маха исходной ударной волны  $Me_{ia} = 3,6 \pm 0,15$ ) через волнообразные контактные разрывы с длинами волн  $\lambda = 72, 36, 24, 12$  и  $8$  мм (указаны сверху) при исходной амплитуде равной  $10$  мм. Теплереограммы, включенные в одну колонку, получены в одном опыте. Теплереограммы, приведенные в одной строке, иллюстрируют развитие неустойчивости в фиксированный момент времени (указан справа) при различных длинах волн исходного возмущения.

### 2.3.3. Взаимодействие ударной волны с турбулизированной областью контакта разноплотных сред

Изучение взаимодействия ударной волны с турбулизированной областью контакта разноплотных газов проводилось вблизи торца ударной трубы. Теплереограмма этого процесса приведена на рис.8а.  $S_{i1b}$  - траектория ударной волны, движущейся по газу  $B$ .  $K_{12}$  - область контакта, навстречу которой движется отраженная от торца ударная волна  $S_{e2b}$ . К моменту встречи  $S_{e2b}$  с  $K_{12}$  последняя представляет собой турбулизированную область с протяженностью вдоль оси канала около одного сантиметра. Исходная ударная волна переходила из аргона в гелий, отделенных плоской пленкой. Значения  $X$  на рис.8б отсчитываются от пленки. Число Маха исходной ударной волны равно  $3,4$ . Положение фронтов, отделяющих область перемешивания от "чистых" газов, определяемое по теплереограммам, регистрируется на уровне  $2\%$  отклонения плотности от значения в области "чистых" газов. Как видно, в результате взаимодействия  $S_{e2b}$  с  $K_{12}$  протяженность области перемешивания -  $L_{23}$  возрастает. На рис.8б дано положение траек-

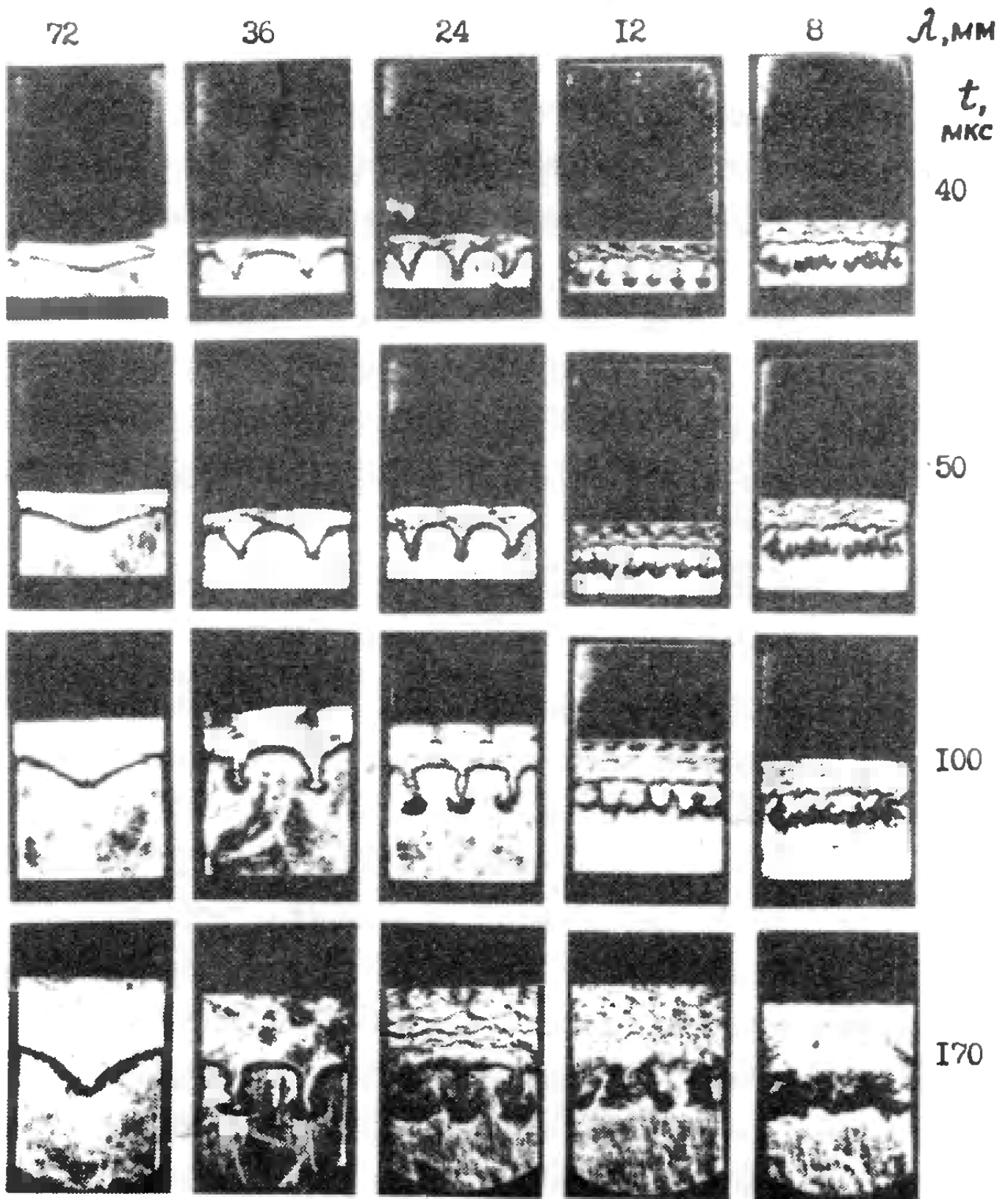


Рис. 7 Теплерограммы процесса. Ударная волна переходит из аргона в ксенон  $M_{\text{гид}} = 3.5$ ,  $P_0 = 0.5$  атм



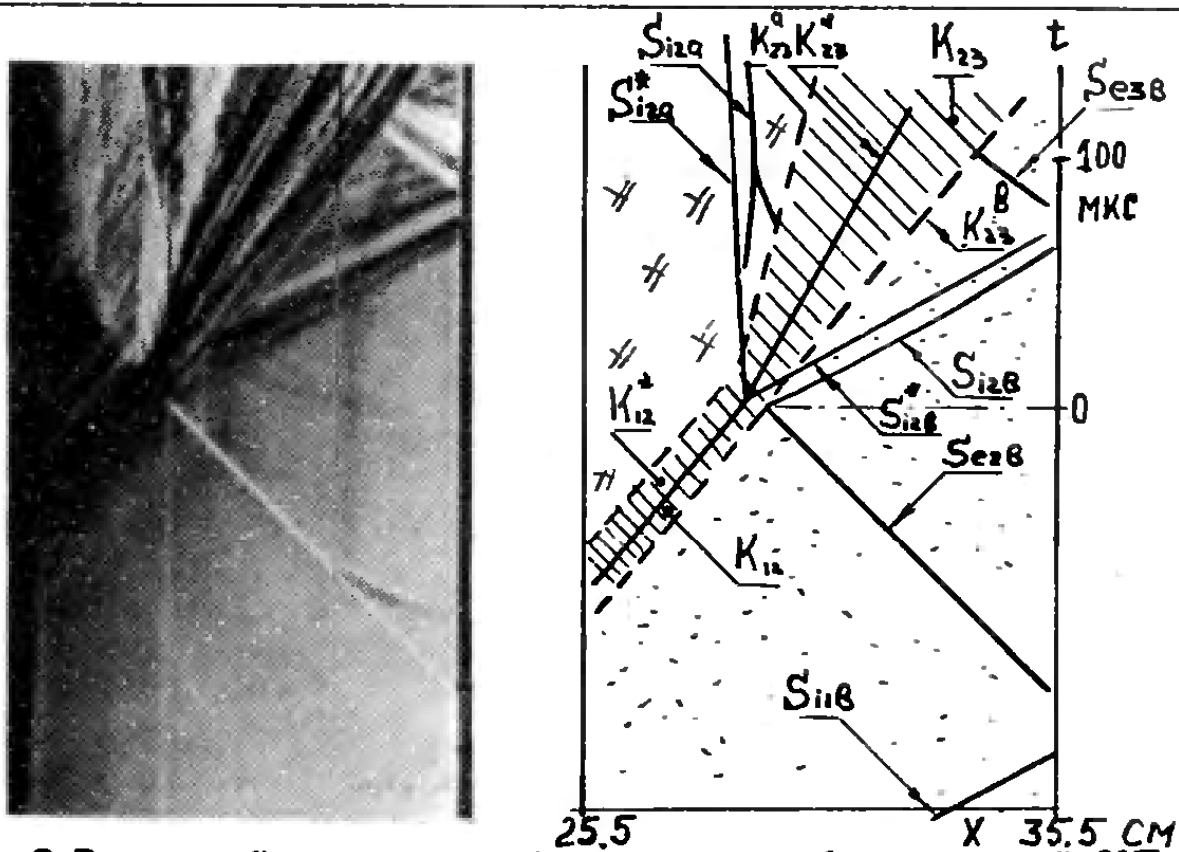


Рис. 8 Взаимодействие ударной волны с турбулизованной ОНП.  
 а) Темперограмма процесса. б) Расположение волн.

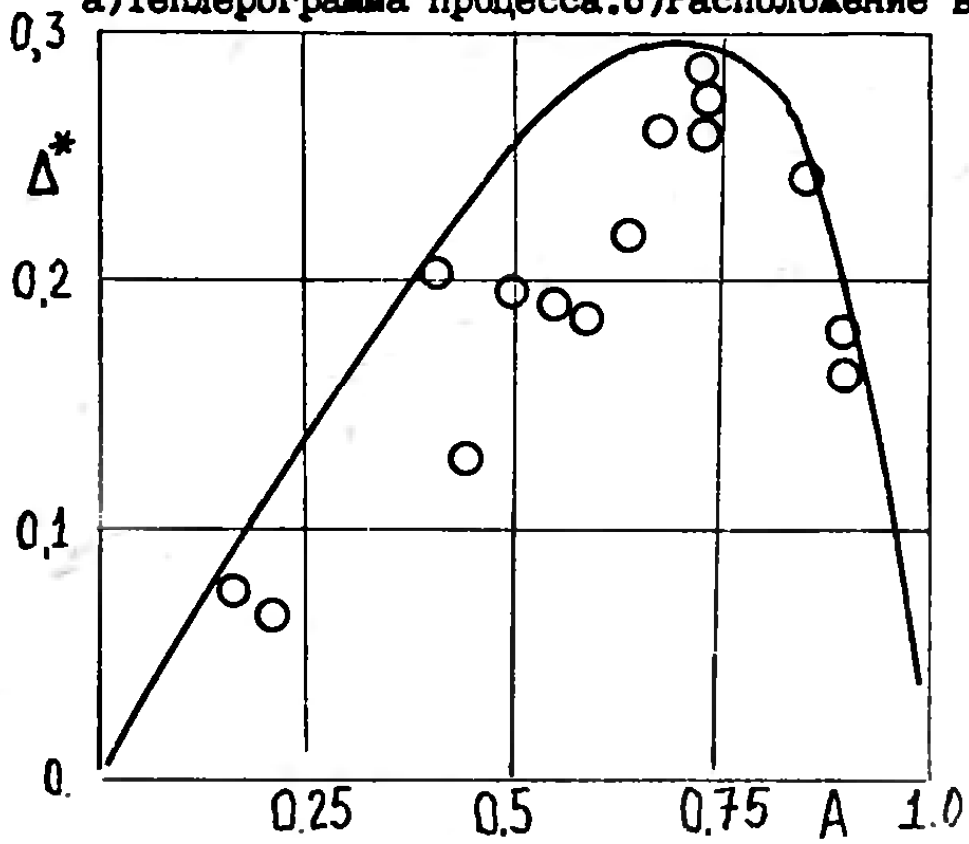


Рис. 9 Значения "дефекта массы" в функции числа Атвуда

торий волн, соответствующее теплерограмме, данной на рис.8а. Звездочкой (\*) обозначены расчетные траектории контактных разрывов  $K_{12}$  и  $K_{23}$ , а также ударных волн  $S_{i2a}$  и  $S_{i2b}$ . Последние получены в результате расчета взаимодействия ударной волны с контактным разрывом. Траектории  $S_{i1b}^*$  и  $S_{e2b}^*$  совпадают в пределах погрешности измерения с экспериментально наблюдаемыми. Траектории  $K_{12}^*$  и  $K_{23}^*$  располагаются внутри областей перемешивания.

Теплерограммы и датчики давления, расположенные на боковых стенках канала, показывают, что  $S_{i2b}$  является фронтом ударной волны, интенсивность которой возрастает в результате взаимодействия с волной сжатия, образующейся в газе В в процессе прохождения через нее ударной волны  $S_{e2b}$ . Скорость  $S_{i2b}$ , возрастая, стремится к расчетному значению.

В [7] предложена модель, описывающая турбулентное перемешивание в области контакта разноплотных сред, движущихся ускоренно. В работе принято, что контактирующие потоки несжимаемы, а скорость турбулентных пульсаций зависит только от времени. Получено аналитическое выражение для протяженности ОЖП после взаимодействия с ударной волной.

$$L = L_0 (B \cdot t + 1)^n, \quad (5)$$

где  $B = \frac{\gamma + 8\alpha^2\eta_0^2}{\alpha \cdot L_0} \cdot v_0$ ,  $n = 8\alpha^2\eta_0 \cdot (\gamma + 8\alpha^2\eta_0^2)^{-1}$ ,  $v_0 = d \cdot U \cdot A_2$

$L_0$  и  $v_0$  - протяженность области перемешивания и скорость турбулентных пульсаций в начальный момент после действия импульсного ускорения;  $U = u_{i1b} - u_{i2b}$  - скорость, сообщенная ОЖП ударной волной;  $A_2 = c \cdot A$ , где  $c = (\rho_{i2b} + \rho_{i2a}) / \int_0^L \rho dx$ ;  $A$  - число Атвуда;  $\eta_0$  - определяется интегралом ошибок и зависит от уровня безразмерной плотности  $\delta$ , определяющей границы области перемешивания (например, для  $\delta = 0,1$  и  $0,9$ ,  $\eta_0 = 0,906$  или  $\delta = 0,02$  и

0,98,  $\eta_0 = 1,45$ );  $\alpha$  и  $\nu$  - эмпирические постоянные, вводимые в модель процесса.

Экспериментальные значения  $L_{23}(t)$  были обработаны в предположении, что рост ОКП со временем происходит в соответствии с соотношением (5). Это позволило определить  $B$  и  $n$  и, соответственно,  $\nu/\alpha^2$  и  $\alpha^2 A_2$ . При определении  $\eta_0$  учитывался тот факт, что в работе использовались различные комбинации газов и одному и тому же уровню изменения рефракции соответствовали различные уровни изменения плотности. Это приводило к тому, что протяженность области перемешивания определялась при различных значениях безразмерной плотности. Учет этого обстоятельства выполнялся с помощью коррекции значения  $\eta_0$ .

В результате такой обработки найдено, что с доверительной вероятностью 0,95 значение  $\alpha$  равно  $0,29 \pm 0,02$  и постоянно для используемых в работе газов. Величина  $\nu$  зависит от рода контактирующих газов и направления движения ударной волны. Значения  $\nu$  даны в таблице 2.3.1.

Таблица 2.3.1. Значения  $\nu$  в функции числа Атвуда

Направление перехода ударной волны						
	He→He	Ar→He	He→Kr	He→Xe	He→Ar	Kr→Xe
A	- 0,91	- 0,74	- 0,17	0,91	0,73	0,17
$\nu$	0,2	0,3	1,5	1,08	1,02	4,81

Интенсификация турбулентного перемешивания, вызванная прохождением отраженной ударной волны  $S_{e2b}$  через ОКП, приводит к уменьшению количества "чистого" газа, находящегося между торцом и ОКП. Это уменьшение ("дефект массы") -  $\Delta$  определяется соотношением

$$\Delta = \frac{m_0 - l(\tau) \cdot \rho_{i2b}^*}{m_0}$$

где  $m_0 = l(0) \cdot \rho_{e2b}^*$  - количество газа, заключенное между сечени-

ем, в котором происходит столкновение  $S_{e2b}$  с  $K_{12}^b$ , и торцом (рис. 8);  $l(\tau)$  - расстояние между сечением, в котором располагается фронт  $K_{23}^b$  в момент  $t-\tau$  и торцом;  $\tau$  равно времени распространения звукового сигнала по состоянию  $e2b$  за фронтом  $S_{e2b}$  от места встречи  $S_{e2b}$  с  $K_{12}$  до торца. Выражение для  $\Delta$  предполагает, что значения параметров потока за волнами  $S_{e2b}$  и  $S_{i2b}$  равны расчетным. Экспериментально измеренные значения  $\Delta$  для различных чисел Атвуда, при условии, что более легкий газ расположен у торца, даны на рис.9. Сплошная линия I - данные расчета, проведенного с помощью соотношения:

$$\Delta^* = \frac{L_0}{2l_0} \frac{\rho_{i2b}}{\rho_{e2b}} \left[ \left( \frac{\nu + 8\alpha^2 \gamma_0^2}{L_0} \cdot 2 \cdot A \cdot l_0 \frac{U}{c_{e2b}} + 1 \right)^{\frac{8\alpha^2 \gamma_0^2}{\nu + 8\alpha^2 \gamma_0^2}} - 1 \right].$$

При получении этого выражения использовано то обстоятельство, что расчетная траектория фронта  $K_{23}^*$  в пределах погрешности измерения делит пополам ОКП  $K_{23}$  и протяженность ОКП определяется соотношением (5).

Убывание  $\Delta^*$  при  $A \rightarrow 1$  связано с уменьшением величины  $U$ , которая стремится в этом случае к нулю (отражение от абсолютно твердой стенки). Максимум  $\Delta$  равен 25% и достигается при  $A = 0,75$ .

Выше проведено изучение конвективной неустойчивости границы (области) контакта двух сжимаемых потоков движущихся ускоренно. Рассмотрены два типа ускорения: квазипостоянное (создается волной сжатия) и импульсное (создается ударной волной).

I.1. Описан экспериментальный стенд для исследования неустойчивости в сжимаемых потоках, отделенных переходным слоем с непрерывным изменением плотности, движущихся с квазипостоянным ускорением до  $10^8$  см.с<sup>-2</sup> (неустойчивость Рэлея-Тэйлора). Ускорение создавалось с помощью волны сжатия.

I.2. Исследованы свойства области контакта, формирующейся меж-

ду двумя газами, после удаления разделяющей их пластины.

1.3. Определены значения амплитуды -  $a$  искажения фронта, отделяющего область перемешивания от "чистого" газа, в процессе ускоренного движения на начальном этапе ( $a < \lambda$ , где  $\lambda$  - длина волны). Обнаружено существенно более медленное увеличение амплитуды с течением времени по сравнению с таковым для несжимаемых сред, разделенных границей с разрывным изменением плотности.

4. Проведено изучение взаимодействия ударной волны с волнообразным контактным разрывом, отделяющим разноплотные газы. Показано, что амплитуда преломленной ударной волны в процессе движения убывает и ее форма стремится к плоской. Амплитуда контактного разрыва возрастает и на определенной стадии развития образуется турбулизованная область перемешивания. Показано, что эволюция контактного разрыва может быть разделена на четыре стадии, отличающиеся скоростью внедрения одной среды в другую. Переход от начальной стадии к последующей нелинейной происходит при амплитуде контактного разрыва равной  $(0,3 \div 0,4) \cdot \lambda$ . Переход от нелинейной стадии к переходной происходит при амплитуде внедрения тяжелой среды в легкую равной  $(0,7 \div 1) \cdot \lambda$ .

5. Показано, что скорость внедрения одного газа в другой -  $dl/dt$  монотонно убывает в процессе перехода от начальной (линейной) стадии эволюции контактного разрыва к последующей нелинейной стадии и далее от нелинейной к переходной. Наименьшее значение  $dl/dt$  принимает на заключительной турбулентной стадии, где  $dl/dt$  на порядок меньше, чем на начальной (линейной).

6. Исследован процесс интенсификации турбулентного перемешивания в области контакта, через которую проходит ударная волна. Определены эмпирические постоянные двухпараметрической модели турбулентного перемешивания, предложенной в работе Неуважаева /7/.

7. Определено уменьшение количество газа -  $\Delta$  за отражен-

ной от торца ударной волной, вызванное процессом интенсификации турбулентного перемешивания при прохождении ее через область контакта. Отраженная волна переходит из легкого газа в тяжелый. Показано, что  $\Delta$  максимальна для числа Атвуда 0,75 и равна 25% от исходного количества легкого газа, располагающегося между пленкой и торцом. При увеличении числа Атвуда от 0,75 до 1  $\Delta$  убывает.

Л и т е р а т у р а

1. Lewis D.J, Proc. Roy. Soc. London Ser A v.202. N 1068 p. 81-96 (1950).
2. Emmons H.W., Chng C.T., and Watson B.C. Fluid Mech. v.7. p.2 p 100-120 (1960).
3. Зайцев С.Г., Лазарева Е.В., Чернуха В.В., Беляев В.М. ТВТ, № 3, с.535-541 (1985).
4. Баженова Т.В., Гвоздева Л.Г. Нестационарное взаимодействие ударных волн. Москва, Наука, (1977).
5. Richtmyer R.D. Commun. Pure and Appl.Math. 13. p.297-319 (1960).
6. Brown G.K. and Roshko A.J. Fluid Mech. v. 64 part 4 p.775-816 (1974).
7. Неуважаев В.Е., Яковлев В.Г. ПМТФ, № 2, с.85-89, (1981).

### 3. Экспериментальное исследование гравитационной неустойчивости и турбулизации течения на границе раздела благородных газов

Особый вид турбулентности - гравитационная турбулентность возникает на границе раздела сред разной плотности при нестационарном движении из-за неустойчивости Тейлора /1/. Это явление имеет место, например, при прохождении нестационарных ударных волн через неоднородные среды.

Теоретическое описание развития малых возмущений границы раздела не вызывает больших затруднений, но, как это было выяснено в экспериментальных работах /2-4/, рост конечных возмущений, сопоставимых с длиной волны, приводит к искажению их начальной формы, что крайне осложняет аналитическое рассмотрение этой проблемы /5/.

Теоретические исследования гравитационного турбулентного перемешивания, выполненные Беленьким и Фрадковым /6/ и рядом других авторов /7-9/, носят полуэмпирический характер.

В ряде работ (см., например, /10/ - /13/) проводились численные исследования гравитационной неустойчивости на основе нестационарных уравнений Эйлера с двумя пространственными переменными.

В экспериментальном отношении этот вопрос также изучен пока недостаточно подробно. Можно привести ограниченный перечень работ /14-16/, посвященных этому вопросу.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование процесса турбулизации возмущений границы раздела газов разной плотности под действием сильной замедляющейся ударной волны в условиях существенной сжимаемости исходных веществ.

Выбор благородных газов определялся равенством их адиабатической сжимаемости, что значительно упрощает анализ экспериментов.

### 3.1. Постановка экспериментов

#### 3.1.1. Схема проведения опытов

Эксперименты проводились на электромагнитной ударной трубе (ЭМУТ), схематическое изображение которой представлено на рис. 1. Корпус ударной трубы изготовлен из текстолитовых пластин в виде от-  
секов разной длины и функционального назначения, что позволяло изменять как общую длину трубы, так и расположение отсеков.

Канал ударной трубы сечением  $100 \times 100 \text{ мм}^2$  перегораживался в местах стыков отсеков двумя пленками из нитроцеллюлозы толщиной около 0,4 мкм на три части, которые заполнялись различными благородными газами согласно схеме рис. 1.

Такая система слоев газов подвергалась воздействию замедляющей ударной волны, что приводило к гравитационно-неустойчивому состоянию вторую границу раздела между криптоном и гелием в соответствии с критерием Тейлора  $/I/$ . Ускорение на границе создавалось волной разгрузки, определяющей замедление течения. Использование в эксперименте благородных газов позволило сохранять постоянным соотношение плотностей газов, сложившееся после распада разрыва на границе раздела. Первая граница раздела находилась в устойчивом состоянии и служила для усиления ударной волны (УВ), чтобы создать необходимые условия для быстрой деструкции пленки. Эти условия считались выполненными, если температура одного из газов на границе превышала температуру вспышки нитроцеллюлозы.

На второй границе раздела искусственно задавались синусоидальные возмущения с помощью профиля на боковых сторонах разъемной алюминиевой рамки, между частями которой и зажималась нитроцеллюлозная пленка. Профиль на рамке образован сопряженными дугами окружностей, что является удовлетворительным приближением к синусоидальному профилю. Чтобы избежать значительного искажения заданной формы возму-



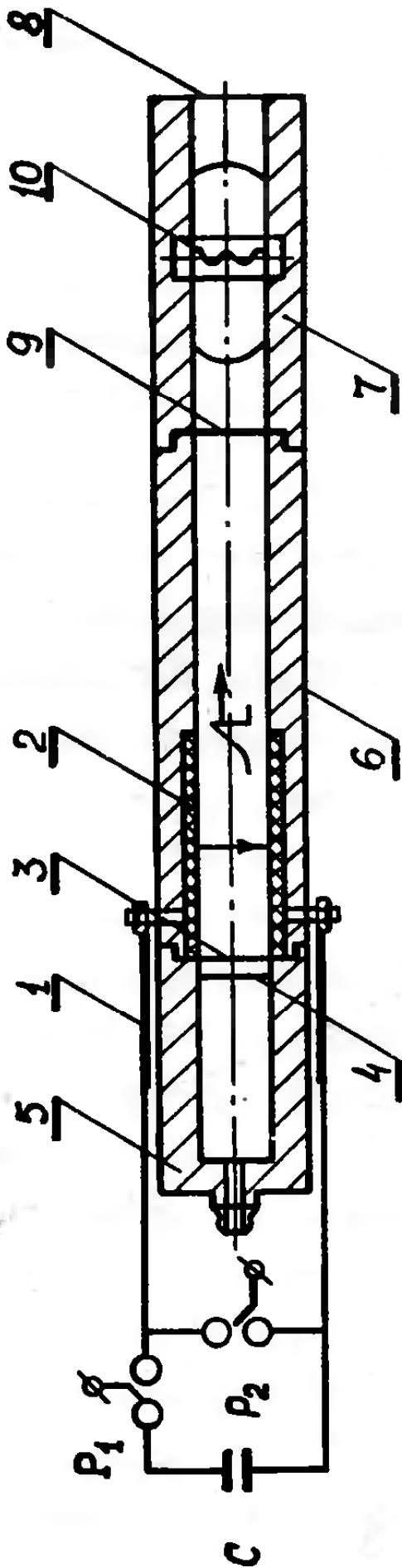


Рис. I Схематическое изображение электромагнитной ударной трубы.  
С - конденсаторная батарея, P<sub>1</sub> - коммутирующий разрядник, P<sub>2</sub> - закорачивающий разрядник, 1 - коллекторная шина, 2 - ускоряющий электрод, 3 - дополнительная диафрагма, 4 - основная диафрагма, 5 - вакуумный отсек, 6 - разрядный отсек, 7 - измерительный отсек, 8 - диафрагма, 9 - стык для установки тонкой пленки, 10 - стык в измерительном отсеке для установки рамки с пленкой.

щения из-за натяжения пленки, она дополнительно приклеивалась к 15 нихромовым проволочкам толщиной 0,12 мм, натянутым вдоль образующей профиля.

В экспериментах исследовалось развитие трех начальных возмущений на контактной границе (КГ):  $a_0 = 1$  мм,  $\lambda = 25$  мм;  $a_0 = 1$  мм,  $\lambda = 50$  мм;  $a_0 = 2,5$  мм,  $\lambda = 50$  мм,  $a_0$  - начальная амплитуда,  $\lambda$  - длина волны.

Регистрация развития возмущений производилась с помощью теневого прибора ИАБ-45Г, оптически согласованного с двумя камерами СФР в вариантах лупы времени и фотохронографа.

### 3.1.2. Основные характеристики ЭМУТ

Генерация ударных волн происходила за счет разряда конденсаторной батареи из 90 конденсаторов типа ИС-6.65-20. Полная индуктивность цепи ЭМУТ составляла 233 нГн. ЭМУТ оборудована закорачивающим разрядником  $P_2$  (см. рис. 3.1.1.), что позволяет формировать одиночные импульсы разрядного тока.

Особенностью данной конструкции ЭМУТ, по сравнению с другими /17-19/, является наличие вакуумного отсека 5, формирующего течение за фронтом УВ достаточно большой длительности, не искаженного вторичной ударной волной. Вторичная УВ в ЭМУТ при одиночном импульсе разрядного тока возникает вследствие схлопывания вакуумной области, образованной при отрыве токового слоя от "дна" ударной трубы под действием собственного магнитного поля разряда. Формирование течения в ЭМУТ при таком режиме работы происходит аналогично тому, как и в автомоделльной задаче о кратковременном ударе по свободной поверхности газа /20/, и характеризуется предельной величиной замедления УВ для данных условий проведения опытов.

Вакуумный отсек отделяется от канала ударной трубы двумя диафрагмами - перегородками из лавсана, разрушающимися на начальной

стадии разрядного тока.

У первой диафрагмы устанавливалось пять полосок алюминиевой фольги каждая шириной 2 мм и толщиной 10 мкм, необходимых для электрического пробоя между ускоряющими электродами ЭМУТ.

### 3.1.3. Расчет течения

Расчет течения в ЭМУТ производился по комплексу программ "ВОЛНА", который предназначен для математического моделирования одномерных неустановившихся движений сжимаемых идеальных сред /21/. Основу физической модели, реализованной в комплексе программ "ВОЛНА", составляют дифференциальные уравнения в частных производных, являющиеся следствиями законов сохранения массы, количества движения и энергии в лагранжевой системе координат. В общем случае, область, в которой ищется решение, состоит из нескольких областей, каждая из которых характеризуется своим уравнением состояния, скоростью и термодинамическими параметрами, заданными в начальный момент времени. Области отделялись друг от друга контактными границами или вакуумными зазорами. Граничные условия - поршни, на которых задана скорость или давление. Для численного интегрирования системы уравнений физической модели используется неоднородный разностный метод, выделяющий в решении следующие элементы и особенности: 1) гладкие решения; 2) сильный, слабый и контактный разрывы; 3) фронт фазового превращения - сильный или слабый разрыв, на поверхности которого изменяется фазовое состояние вещества; 4) распад произвольного разрыва; 5) возникновение сильного разрыва из первоначально гладкого решения; 6) взаимодействие сильного разрыва с первоначально гладким решением.

Для определения параметров течения на фронте сильного разрыва соотношение Гюгонио решается совместно с уравнением для скорости изменения величин вдоль поверхности разрыва, которое имеет следующий

вид:

$$\frac{d[P]}{dt} + \frac{c^2}{W} \cdot \frac{d[U]}{dt} + A = 0, \quad (1.1)$$

где: 
$$A = \frac{(\alpha-1)U + V_+ c^2}{U} + \frac{(c_+^2 - W^2) \cdot \alpha \cdot z^{\alpha-1}}{W} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{c_+^2}{W} \frac{dU}{dt}$$

Здесь  $[P]$ ,  $[U]$  - скачки давления и скорости на поверхности сильного разрыва;  $W$  - массовая скорость поверхности сильного разрыва;  $\alpha$  - показатель симметрии задачи;  $z$  - координата;  $t$  - время; величины с "-" отвечают состоянию "перед", а величины с "+" - состоянию за поверхностью разрыва.

Для скорости ударной волны  $W$  это уравнение принимает вид:

$$\frac{dW}{dt} + \frac{1}{[U]} \left[ \left( \frac{c_+^2}{W} + W \right) \frac{d[U]}{dt} + A \right] = 0 \quad (1.2)$$

В неоднородном разностном методе, реализованном в комплексе программ "ВОЛНА", используются регулярная разностная сетка для областей интегрирования с гладкими решениями и "размазанными" особенностями и сетка особенностей, которая накладывается на регулярную сетку.

Разностные схемы, включенные в неоднородный разностный метод, являются явными и имеют первый порядок аппроксимации по времени и второй порядок по пространственной координате на равномерной сетке.

В данном случае на левой границе газа, соответствующей началу ударной трубы, задавался импульс давления, форма которого определялась первым полупериодом разрядного импульса тока,

$$P = \begin{cases} P^* \exp(-2t/\tau) \cdot \sin^2 2\pi t/T & \text{при } 0 \leq t \leq \frac{T}{2} \\ 0 & \text{при } t > \frac{T}{2} \end{cases}, \quad (1.3)$$

где:  $P^*$  - параметр, соответствующий эффективному давлению магнитного поршня;  $T = 75$  мкс - период разряда батареи;  $\tau = 78$  мкс - параметр, характеризующий затухание электрического разряда.

В расчетах по комплексу программ "ВОЛНА"  $P^*$  подбирался из условия выхода фронта УВ в координату  $X = 1993$  мм в момент  $t = 522$

мкс, наблюдаемый в экспериментах в атмосфере гелия. Значение  $P^*$ , полученное в результате нескольких расчетов для различных значений  $P^*$  с последующей интерполяцией, составило 140.2 бар.

Следует отметить, что описание течения с учетом вторичной ударной волны в расчете возможно при замене граничного условия на левой границе газа после прекращения действия импульса давления на требование остановки этой границы ( $U = 0$ ). В этот момент происходит формирование вторичной УВ в расчете, что соответствует торможению левой границы газа на "дне" вакуумного отсека. Но обычно такая процедура не использовалась, так как в эксперименте процесс взаимодействия вторичной УВ с КГ не изучался.

Расчет течения для описания экспериментов по гравитационной неустойчивости газов проводился в соответствии с конкретной схемой расположения газов в канале ударной трубы (см. табл. 3.1.1).

Таблица 3.1.1.

№ п/п	Газ	$\gamma$	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Координата КГ, мм
1.	гелий	1.63	$1,6 \cdot 10^{-4}$	1087
2.	криптон	1.689	$3.364 \cdot 10^{-3}$	1327
3.	гелий	1.63	$1,6 \cdot 10^{-4}$	2500

$\gamma$  - показатель адиабаты Пуассона,  $\rho$  - плотность газов.

Параметры газов определялись по табличным данным /22/ и приводились к условиям проведения экспериментов. Среднее атмосферное давление газов составляло 0,984 бар.

Адекватность результатов расчета течения в ЭМУТ проверялась при сопоставлении траектории движения фронта УВ с экспериментом. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой составило 1,2%, что находится в пределах экспериментального разброса данных. Смещение токового слоя под воздействием магнитного

поля разряда, определенное по следам эрозии ускоряющих электродов, составило  $\approx 140$  мм, что удовлетворительно согласуется со смещением на 150,9 мм левой границы газа в расчете.

Профили массовой скорости газа, имеют линейный вид, что демонстрирует выход течения на режим, близкий к автомоделльному течению в задаче о кратковременном ударе по свободной поверхности газа.

### 3.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Предварительный анализ физических условий на КГ проводился по результатам одномерных расчетов течения газов в ЭМУТ. Непосредственно после распада разрыва давление на границе  $P = 3,687$  бар, скорость УВ, падающей на КГ,  $W_1 = 0,8114$  мм/мкс. Начальная массовая скорость газов  $U_0 = 0,94$  мм/мкс, отношение плотностей газов 13,75. Путь торможения, связанный с воздействием волны разгрузки, определялся по данным расчета по формуле

$$S = U_0 \hat{t} - \hat{\chi}, \quad (2.1)$$

где:  $\hat{t}$  - время относительно момента выхода УВ на КГ;  $\hat{\chi}$  - расстояние, пройденное КГ относительно начального положения. Максимальное значение замедления КГ  $g = 10^6$  м/с<sup>2</sup>. К концу наблюдения за границей в момент  $\hat{t} = 1151$  мкс давление газов уменьшается до 2,07 бар, а скорость - до 0,487 мм/мкс.

Процесс развития гравитационной неустойчивости КГ и турбулентное перемешивание газов можно условно разбить на три стадии: регулярную, переходную и турбулентную. Регулярная стадия включает в себя стадию экспоненциального роста возмущений в соответствии с линейной теорией (см., например, /1/) и нелинейную стадию, в которой происходит замедление роста возмущений и искажение их формы, но пространственная структура возмущений не нарушается. В переходной стадии происходит нарушение пространственной структуры возмущений и появляются области завихренности течения. В турбулентной стадии

происходит интенсивное перемешивание исходных веществ. В соответствии с такой классификацией стадий развития неустойчивости КГ и анализировались результаты опытов, теневые фотографии которых представлены на рис.2.

Выявление регулярной стадии производилось при сравнении результатов опытов с аналитическим решением, полученным одним из авторов для случая идеальных жидкостей при последовательном воздействии на КГ ударного и постоянного ускорений, подобно тому, как это происходит в эксперименте. Развитие бесконечно малых возмущений описывается уравнением /23/

$$\frac{d^2 a(t)}{dt^2} = A k g a \quad (2.2)$$

с начальными условиями:  $a(0) = a_0$ ,  $\frac{da(0)}{dt} = A k U_0 a_0$ , где:  
 $A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$  - число Атвуда,  $\rho_2, \rho_1$  - плотность тяжелой и легкой жидкостей соответственно;  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$  - волновое число.

Решение имеет вид:

$$a = a_0 [ch \omega t - (U_0/W) \cdot sh \omega t], \quad (2.3)$$

где:  $\omega = \sqrt{A g k}$ ,  $W = \sqrt{g / A k}$

С учетом изменения начальной амплитуды возмущения из-за сжимаемости газов /24/, решение имеет вид:

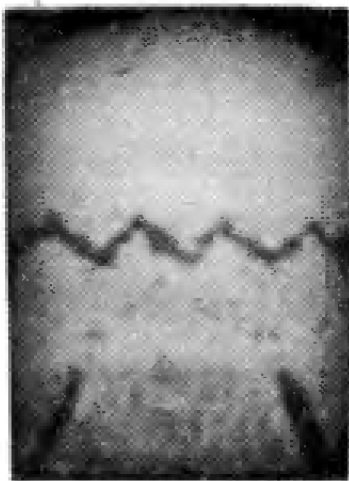
$$a(t) = \frac{a_0}{2} \left[ 1 + \left( 1 - \frac{U_0}{W_1} \right) \right] \left[ ch \omega t - \frac{U_0}{W} sh \omega t \right], \quad (2.4)$$

где  $W_1$  - скорость фронта УВ перед падением на КГ.

Развитие гравитационной неустойчивости на начальном этапе процесса обнаруживает линейную зависимость амплитуды возмущений от времени до момента  $\sim 130$  мкс, что характерно для ударного ускорения КГ /23/ и связано с малой ролью квазистационарного ускорения на начальной стадии.

Сравнение экспериментальных результатов с аналитическим решением (2.4) (см.рис. 3) дает основания считать, что до момента

$t$ ,  
мкс



100



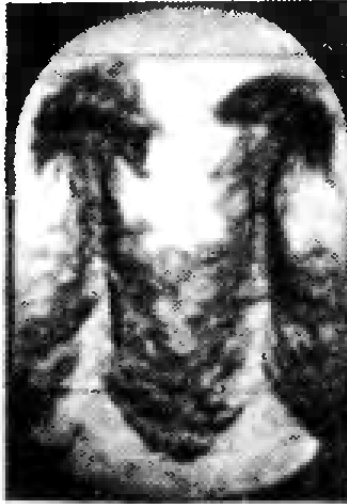
76



95



518



526



400

$\alpha_0 = 1.0 \text{ мм}$   
 $\lambda = 25 \text{ мм}$

1.0 мм  
50 мм

2.5 мм  
50 мм

Развитие неустойчивости контактной границы раздела

Кг — Не с различными начальными возмущениями

Рис. 2.



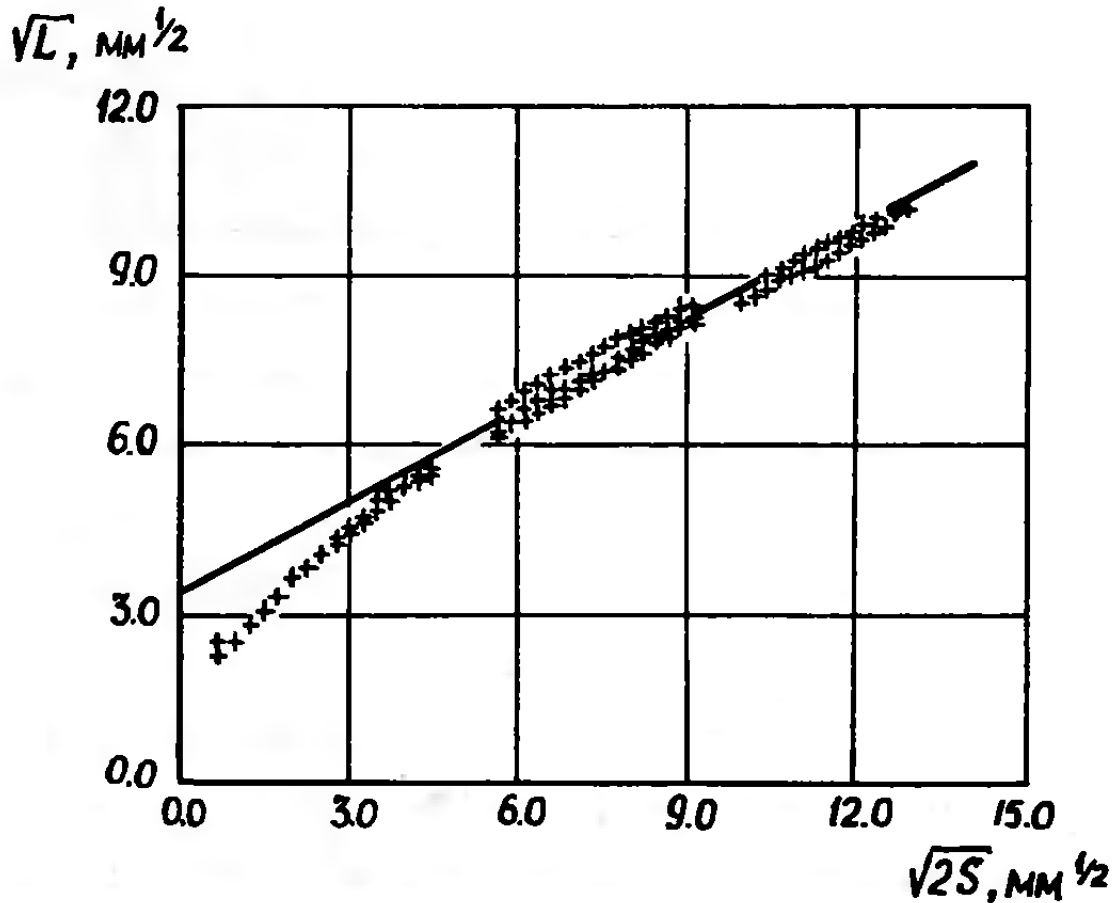


Рис. 3 Развитие ширины зоны перемешивания газов в зависимости от пути торможения в турбулентной стадии

- + — результаты экспериментов с начальным возмущением  $a_0 = 2.5 \text{ мм}$ ,  $\lambda = 50 \text{ мм}$ ;
- — результат обработки опытов по методу наименьших квадратов,  $J = 0.29$ ,  $L_0 = 11.6 \text{ мм}$ .

$t^* \approx 130$  мкс для возмущений с  $\lambda = 50$  мм и до  $t^* \sim 30$  мкс для возмущения  $\lambda = 25$  мм наблюдается удовлетворительное, в пределах 10% отклонения, согласие линейной импульсной теории с опытом. При этом амплитуда возмущений превышает в 5-6 раз начальную. Более раннее расхождение эксперимента с теорией для возмущения с  $\lambda = 25$  мм объясняется заметным искажением синусоидального профиля из-за меньшего числа каркасных проволочек, приходящихся на длину волны возмущения. Влияние самих проволочек, как можно убедиться на примере фотографий рис.2. , на процесс развития неустойчивости не наблюдается. Косвенное их влияние проявляется в искажении более широких струй гелия для возмущения с  $a_0/\lambda = 0,05$  (см.рис.2.А), что связано, возможно, с негладкостью начальной формы возмущения. Таким образом, учитывая удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с аналитическим решением на довольно значительном этапе развития до  $t^*$ , можно утверждать об удовлетворительном качестве подготовки экспериментов. Можно также утверждать, что использование нитро пленки толщиной 0,4 мкм не оказывает заметного влияния на развитие неустойчивости на процесс в целом, так как систематического искажения результатов опытов можно было бы ожидать именно в начальной стадии этого явления из-за дополнительной массы пленки, вовлеченной в движение. Эти доводы снимают возможные сомнения в достоверности экспериментальных результатов и на более поздних стадиях развития неустойчивости.

Дальнейшее развитие возмущений приводит к искажению синусоидального их профиля и формированию узких струй криптона и более широких струй гелия. Искажение профиля начинается примерно с  $t^*$ , что согласуется со значением величины  $\omega^{-1}$ , характеризующим предел применимости линейной теории. На этом этапе развития возмущений проявляется асимметрия гравитационной неустойчивости, характеризующаяся

более глубоким проникновением струй криптона в гелий по сравнению со струями гелия, проникающими в криптон.

Нелинейная стадия развития возмущений сопровождается появлением на вершинах струй криптона вихревых областей. Появление вихревых областей означает рождение нового фактора, не имеющего места ранее, а значит, и разрушение первоначальной пространственной структуры возмущений и переход к турбулизации течения.

Турбулизация течения в зоне возмущений сопровождается потерей устойчивости струй криптона, что проявляется в их извилистости. Увеличение вихрей приводит к их смыканию с соседними, что, в свою очередь, приводит к хаотизации течения и образованию области со сложной картиной течения со стороны гелия. Эту область смешения газов, вероятно, можно интерпретировать как область турбулентного перемешивания газов. А полный размер зоны перемешивания достигает 100 мм. К этому моменту времени при наблюдении за границей раздела в направлении, перпендикулярном образующей синусоидального профиля отмечено появление довольно значительных искажений фронта зоны возмущений, что демонстрирует разрушение первоначальной двумерной структуры возмущений.

Проникновение гелия в криптон происходит в виде широких струй, аналогичных пузырям в опытах Льюиса, периодическая структура которых не нарушается и к концу наблюдения за этим явлением к моменту  $\hat{t} = 600$  мкс ( $S = 140$  мм). Но границы струй гелия размыты мелко-масштабной турбулентностью, достигающей масштаба  $\approx 40$  мм за время  $\hat{t} = 500$  мкс, причем развитие мелко-масштабной турбулентности носит явные признаки зависимости от амплитуды начальных возмущений. С увеличением начальной амплитуды размытие границы струи уменьшается.

Развитие течения струй газов (особенно выразительны струи криптона), которое развивается от ламинарного течения через переход-

ное к турбулентному, аналогично турбулизации свободных турбулентных струй /25/ и демонстрирует общность ряда черт гравитационной и сдвиговой турбулентности: хаотичность, перемещаемость, перемеживание компонент, "забывание" начальных условий.

Область перемежаемости можно видеть там, где границы струи криптона искривлены, хаотизация и перемешивание газов наблюдается в области завихренности течения на границе с гелием. Новой чертой является анизотропия гравитационного перемешивания, проявляющаяся в струйной структуре зоны перемешивания.

Процесс перехода к турбулентной стадии перемешивания отличается большим разнообразием течений, зависящих от конкретных условий проведения опытов. Но асимптотическая турбулентная стадия в силу "забывания" начальных условий не должна зависеть от условий проведения опытов. Реализовать в эксперименте асимптотическую стадию перемешивания в силу конечного размера установки и кратковременного действия ускорения практически невозможно. Поэтому для анализа экспериментальных результатов необходимо привлекать те или иные теоретические соображения о характере зависимости изучаемого процесса от условий проведения опытов.

В нашем исследовании результаты экспериментов по исследованию развития зоны перемешивания анализируются в предложении о квадратичном законе зависимости ширины зоны перемешивания от времени, следующем из работ /6,7/. В силу непостоянства величины замедления  $K\Gamma$  этот анализ проводился в предположении о пропорциональности ширины зоны перемешивания пути торможения в соотношении вида

$$L = \beta f(N) \cdot 2S, \quad (2.5)$$

где:  $\beta$  - некоторая постоянная,  $N$  - отношение плотностей газов. Учет влияния начальных возмущений  $K\Gamma$  на размер зоны перемешивания проводился при обработке данных опытов в координатной плоскости

$\sqrt{L}$ ,  $\sqrt{2S}$ , исходя из зависимости, предложенной в /8/,

$$\sqrt{L} = \sqrt{L_0} + \sqrt{\hat{L}}, \quad (2.6)$$

где:  $L_0$  - ширина начальной турбулизованной зоны перемешивания,  $\hat{L}$  - автомодельная ширина зоны перемешивания.

Для описания процесса гравитационного турбулентного перемешивания введено понятие об интенсивности перемешивания

$$J = \frac{dL}{d2S} \quad (2.7)$$

Обработка данных проводилась в предположении о том, что величина неконтролируемых возмущений течения является случайной в том смысле, что в каждом конкретном эксперименте реализуется совокупность возмущений течения, которые случайным образом влияют на эксперимент. Поэтому результаты обработки данных, полученные в разных опытах, усреднялись и среднее значение из них принималось за наиболее достоверное.

Зависимость  $\sqrt{L}$  от  $\sqrt{2S}$  (см.рис. 3) имеет линейный вид как для совокупности данных каждого отдельного эксперимента, так и в целом для всех экспериментов при  $S \geq 10$  мм, соответствующих измерениям при  $\hat{t} \geq 150$  мкс. Средний коэффициент корреляции  $R(\sqrt{L}, \sqrt{2S}) = 0,996$ .

Наиболее отчетливо выход на линейную зависимость наблюдается для самых больших возмущений ( $a_0/\lambda = 0,05$ ), что связано, видимо, с уменьшением роли неконтролируемых возмущений при задании периодического искривления КГ.

С уменьшением амплитуды начальных синусоидальных возмущений уменьшается и полная ширина зоны перемешивания, но интенсивность перемешивания (см.табл.3.2.1) в пределах экспериментального разброса остается постоянной. При этом наблюдается пропорциональная связь между относительной шероховатостью КГ  $a_0/\lambda$  и эффективной начальной

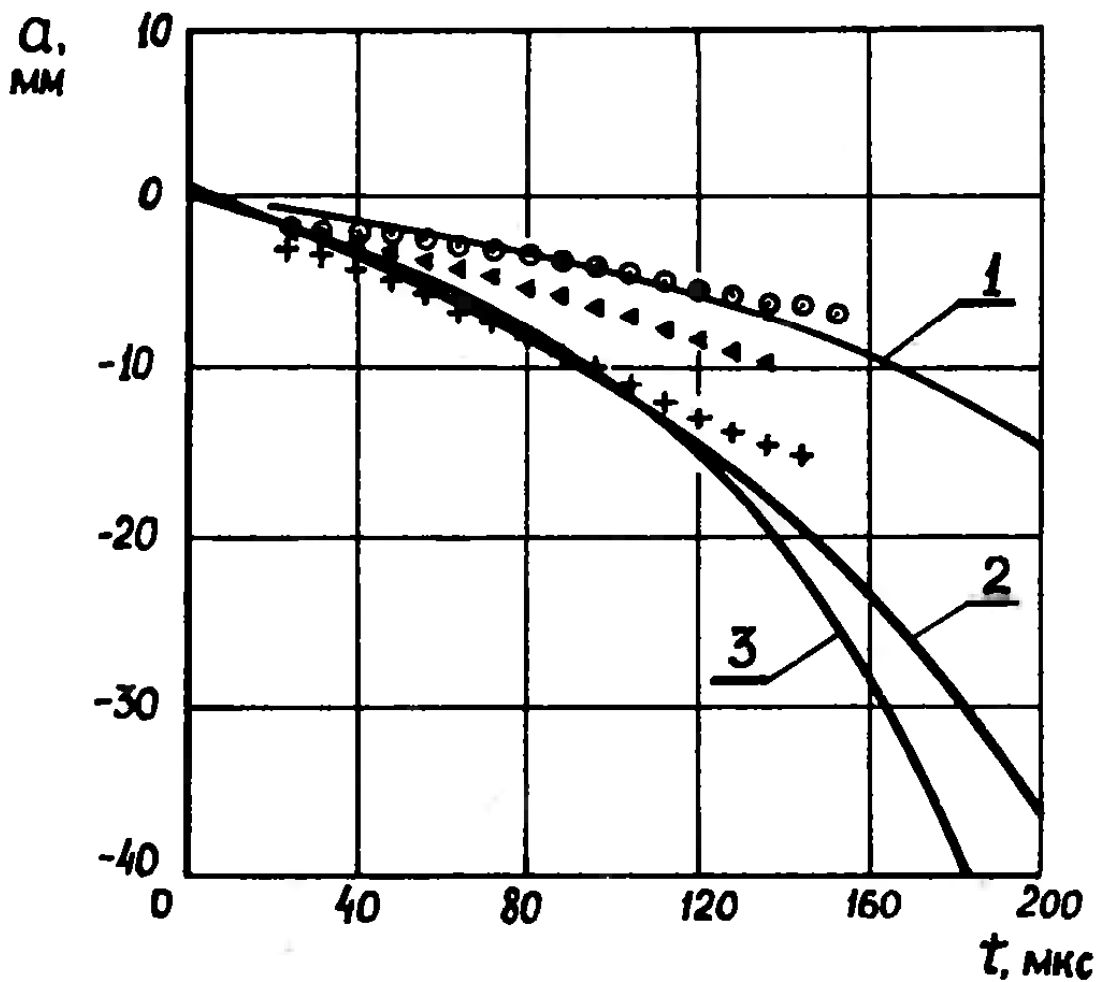


Рис. 4 Развитие амплитуды возмущений на границе раздела газов в регулярной стадии

○ -  $a_0 = 1.0$  мм,  $\lambda = 50$  мм;

◄ -  $a_0 = 1.0$  мм,  $\lambda = 25$  мм;

+ -  $a_0 = 2.5$  мм,  $\lambda = 50$  мм;

1, 2, 3 - линейная импульсная теория для возмущений ○, ◄, + соответственно.

шириной зоны перемешивания  $L_0$ , что демонстрирует эффективность данного способа обработки экспериментальных результатов.

Таблица 3.2.1

Результаты статистической обработки данных опытов

Серия опытов	К-во опытов	$a_0/\lambda$	$J$	$\Delta J$	$L_0$
1	8	0,02	0,28	0,04	4,05
2	6	0,04	0,26	0,02	$6,7 \pm 1$
3	10	0,05	0,29	0,01	11,6

Разброс данных  $\Delta J$  приведен с доверительной вероятностью  $P = 0,95$ .

"Забывание" начальных условий в данном случае проявляется в том, что величина  $J$  остается постоянной, несмотря на то, что полное ускорение, испытываемое КГ, весьма заметно зависит от ударного характера воздействия УВ:

$$g(t) = U_0 \delta(t) - \hat{g} \quad (3.8)$$

где:  $\delta(t)$  - функция Дирака, а  $\hat{g}$  - ускорение, создаваемое волной разгрузки.

Постоянство интенсивности перемешивания при довольно значительных изменениях в начальных возмущениях КГ может интерпретироваться как установление турбулентной стадии перемешивания. А то обстоятельство, что периодическая структура начальных возмущений еще не до конца разрушена, связано, видимо, с достижением определенной детальности перемешивания, характерного для этого явления.

Дополнительным аргументом в пользу такого предложения служит согласие данных по интенсивности перемешивания с результатами численных расчетов, моделирующих по двумерной методике развитие турбулентного перемешивания жидкостей для случая полной ширины зоны перемешивания /9/.

По данным экспериментов была определена эмпирическая постоянная гравитационного турбулентного перемешивания в зависимости, предложенной в работе /7/

$$L = \beta \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot 2S, \quad (3.9)$$

где  $\beta = 0.32 \pm 0.01$ .

Погрешность измерения величины  $\beta$  приведена с доверительной вероятностью 0,95. Следует отметить, что в экспериментах, проводимых с жидкостями /14, 16/, наблюдается приблизительно вдвое меньшая интенсивность перемешивания. Такое расхождение результатов нельзя объяснить только существенной сжимаемостью сред в опытах с газами. Возможно, что на процесс развития турбулентного перемешивания жидких сред оказывают определенное влияние силы поверхностного натяжения, что, в свою очередь, может привести к капиллярной неустойчивости струй, тогда как в опытах с газами этот фактор полностью исключен.

#### Л и т е р а т у р а

1. Taylor G. Proc. Roy. Soc. Ser. A, v.201, N 1065, p.192-196 (1950).
2. Lewis D.J. Proc. Roy. Soc. Ser. A, v.202, p.81-96 (1950).
3. Rafatia M. Phys. Fluids, v.16, p.1207-1210 (1973).
4. Мешков Е.Е. Некоторые результаты экспериментальных исследований гравитационной неустойчивости границ раздела сред разной плотности. Сб. Ин. прикл. матем. им. М.В. Келдыша АН СССР, 1981 г.
5. Emmons U.W., Chang C.T., Watson B.C. Fluid Mech., 7, p.177 (1972).
6. Беленький С.З., Фрадкин Е.С. Труды ФИАН им. Лебедева, т.29, стр. 207-238 (1965).



7. Неуважаев В.Е. ДАН СССР, 1975 г., т.222, стр.1053-1056.
8. Неуважаев В.Е., Яковлев В.Г. ПМТФ, 2, с.85-89 (1981).
9. Андронов В.А., Бахрах С.М. М.Ж.Г. № 6, 1984, с.20-27.
10. Анучина Н.Н., Огибина В.Н. Численное исследование гравитационной неустойчивости границы раздела сред разной плотности. Физическая механика неоднородных сред. Сб.под редакцией Т.В.Гадияка. АН СССР, Сибирское отделение. Ин-т теоретической и прикладной механики, Новосибирск, 1984 г.
11. Анучина Н.Н., Огибина В.Н. Исследование гидродинамической неустойчивости с помощью ЭВМ. Сборник научных трудов под редакцией К.И.Бабенко. Ин-т прикл.матем.им.М.В.Келдыша АН СССР, Москва, 1981 г.
12. Неуважаев В.Е. Свойства модели турбулентного перемешивания границы раздела ускоряемых разноплотных жидкостей. ПМТФ, 5, стр. 81, 1983 г.
13. Неуважаев В.Е. ПМТФ, в.2, стр.46, 1988 г.
14. Анучина Н.Н., Кучеренко Д.А., Неуважаев В.Е. и др. МЖГ, 6, стр. 157-160, 1978 г.
15. Андронов В.А., Бахрах С.М. и др. ЖЭТФ, № 7 (вып.218), 1976.
16. Read K.I. Physica 12D p.45-58 (1984).
17. Макаров Д.В., Чекалин Э.К. Физические процессы в электромагнитных трубах. Атомиздат, 1968 г.
18. Бужинский О.И., Волков Л.П. ЖТФ, 42, 1972 г.
19. Taniing R.T., Chen Y.G., Gross R.A. Phys.Fluids v.16, N 2, p.212-216 (1973).
20. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд-во "Наука", М., 1966.
21. Куропатенко В.Ф., Потапкин Б.К. Опыт создания большой программы серийного счета на примере программы "РАНД". Комплексы программ

математической физики. Сб. научных трудов. Новосибирск, 1972 г.

22. Кей Д., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных.  
Изд-во "ФМ", 1962 г.

23. Meyer K.A. and Blewett R.J. *Phys. Fluids*, v.15, N 5,  
p.753-759 (1972).

24. Richtmyer R.D. *Comm. Phys and Appl. Math.*, v.13. N 2.  
p.297-319 (1960).

25. Турбулентность принципы и применения. Под редакцией У.Фроста,  
Т.Моулдена, М., "Мир", 1980 г., стр.9-32.

#### 4. Экспериментальное исследование динамики перемешивания на неустойчивых границах ускоряемых жидких слоев

При интенсивном ускорении контактных границ разноплотных веществ, в случае, когда легкое вещество ускоряет тяжелое возникает неустойчивость границы раздела (неустойчивость Рэлея-Тейлора), приводящая к перемешиванию контактирующих веществ. Турбулентное перемешивание на неустойчивой в процессе ускорения границе изменяет характеристики течения вплоть до прорыва ускоряемых слоев. Неустойчивость контактных границ разноплотных веществ интенсивно изучается в настоящее время в связи с проблемами получения высоких плотностей энергии.

Результаты экспериментальных исследований динамики роста зоны перемешивания разноплотных веществ на неустойчивой в процессе ускорения границе в отсутствии специально задаваемых возмущений (то есть в случае, так называемых, случайных возмущений) принято сравнивать с зависимостью ширины зоны перемешивания:

$$L = F(A) \frac{gt^2}{2}, \quad (1)$$

возникающей при автомодельном характере процесса перемешивания /1/ ( $A$  - число Атвуда,  $A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ ,  $\rho_2 > \rho_1$ ;  $g$  - ускорение).

В случае большого перепада плотностей надежно наблюдается лишь глубина проникновения легкого вещества в тяжелое  $h_1$ , для которой зависимость  $h_1(t)$  в случае (1) имеет вид

$$h_1 = \frac{F(A)}{1 + h_2/h_1} \cdot \frac{gt^2}{2} = \gamma(A) gt^2, \quad (2)$$

где  $h_2$  - глубина проникновения тяжелого вещества в легкое. В модели турбулентного перемешивания /1/ величина  $h_2/h_1$  оказывается слабо зависящей от  $A$  и приблизительно равна 1,24. В соответствии с /1/ при изменении  $\delta = \rho_2/\rho_1$  от 1 до 10  $F(A) = 0,65 \cdot A$ , затем

следует более крутой рост  $F(A)$  так, что при  $A = 1$   $F(A)$  составит величину  $F(A) = 0.9 \div 1$ , величина  $\zeta$  при больших отношениях  $\delta$  (или  $A = 1$ ) составляет по результатам модели /1/  $\zeta(1) = 0.20 + 0.225$ .

В случае экспериментов с переменным (но знакопостоянным, отвечающим неустойчивой по Тейлору ситуации) ускорением зависимость  $h_1$  представляют, например, в /2/ , в виде

$$h_1 = \zeta(A) \left( \int \sqrt{g} dt \right)^2 = \zeta(A) k(S) \cdot S, \quad (3)$$

где  $S$  - наблюдаемое смещение слоя,  $k(S)$  - коэффициент, связывающий смещение слоя  $S$  с величиной  $\chi = \left( \int \sqrt{g} dt \right)^2$ .

В работе /2/ представлены результаты наблюдений динамики перемешивания на неустойчивой границе раздела газа-жидкость и жидкость-жидкость, помещенных в резервуар, ускоряемый ракетным двигателем. Величина  $\zeta$  в /2/ оказалась приблизительно пропорциональна  $A$ , то есть  $\zeta(A) = \alpha \cdot A$ , величина  $\alpha$  составляет  $0.063 \div 0.077$ , что существенно отличается от прогноза модели /1/.

Широкие возможности при исследовании нестационарных гидродинамических течений, включая исследования неустойчивости контактных границ, представляет метод моделирования с помощью студней /3/. Студни водного раствора желатина, приготовленные по принятой в быту технологии, обладают прочностью достаточной для создания разнообразных форм, с другой стороны, эта прочность невелика и при приложении давлений, превышающих десятую долю атмосферы, студни ведут себя как жидкость. Прозрачность монолитного слоя студня достаточна для применения оптических методов регистрации. При перемешивании студня с газом его прозрачность резко падает. Это позволяет надежно наблюдать не только динамику роста зоны перемешивания, но и структуру ее границы.

#### 4.1. Постановка эксперимента

Упрощенная постановка опытов изображена на рис. I. Газовая взрывчатая смесь (ГВС) - стехиометрическая смесь ацетилена с кислородом, проточно, через капилляры (1) заполняет объем "взрывной камеры" (2). Слой студня (3) водного раствора желатина с весовой концентрацией 4,4% (плотность  $\rho_0 = 1.008 \text{ г/см}^3$ ) является "подвижной" стенкой камеры. Слой отлит в съемной секции ускорительного канала (4) квадратного сечения 4 x 4 см. Взрывчатая смесь инициируется электроискровым способом в 64-х точках при помощи электрических разрядников (5), установленных на дне камеры. Движение слоя (3), вызванное давлением продуктов взрыва газовой смеси, и картина развития перемешивания на неустойчивых границах слоев регистрируется через прозрачные стенки ускорительного канала скоростной кинокамерой.

Опыты проводились в двух постановках: первая - ускорение одного слоя - рис. Ia, в этом случае в процессе почти равноускоренного движения неустойчивой является нижняя граница; вторая - система двух слоев, разделенных воздушным промежутком. Динамика такой системы сложнее: вначале, как и в первом случае, на стадии ускорения первого слоя неустойчива его нижняя граница, затем, на стадии сильного сжатия воздушного зазора - стадии торможения первого слоя и ускорения второго слоя, неустойчивы верхняя граница первого слоя и нижняя второго.

Для количественных измерений в этом случае были выбраны наблюдения перемешивания на нижней границе второго слоя.

Проводились также вариации постановок опытов, в которых перемешивание на нижней границе первого слоя подавлялось введением тонкой пленки, что по расчетным оценкам заметно меняет динамику.

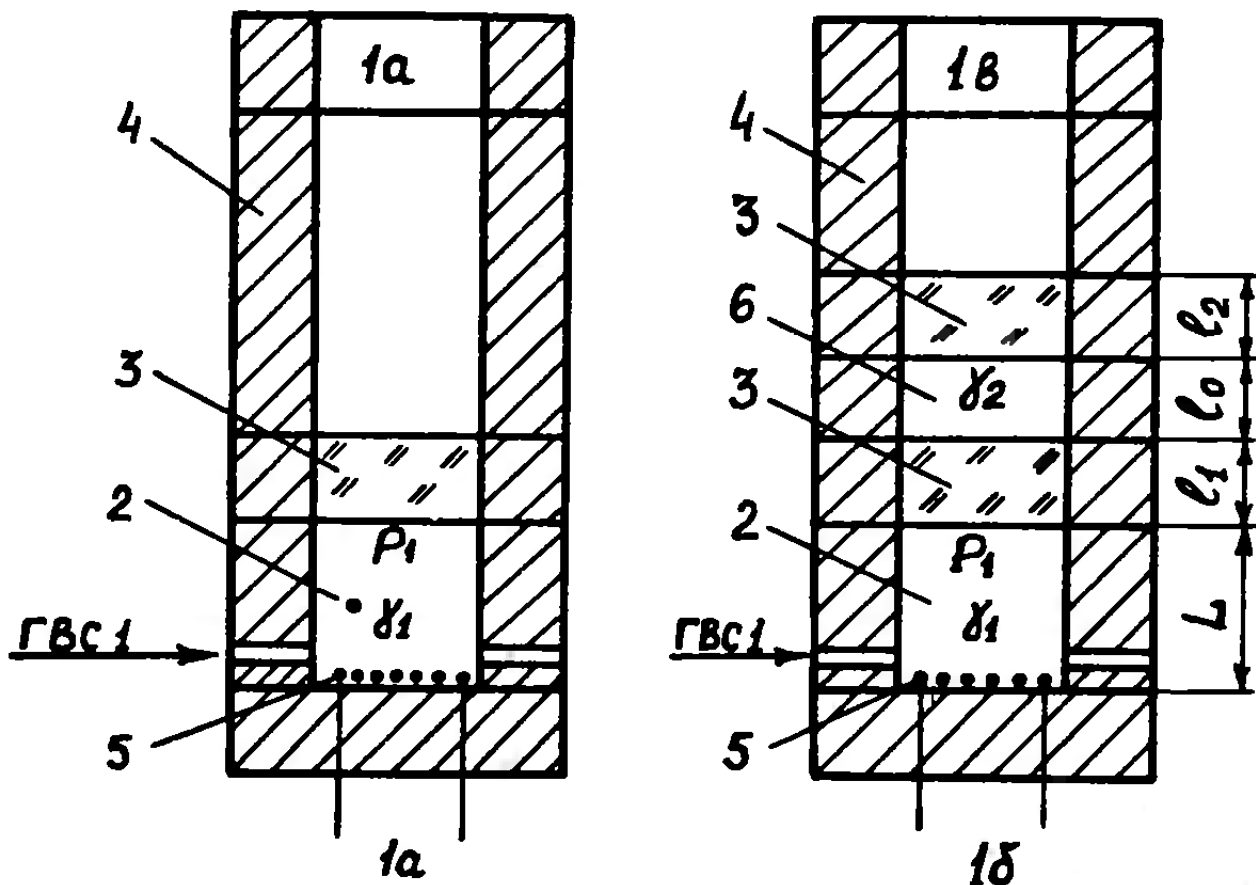


Рис. I Схемы экспериментальных установок I - капилляры для заполнения ГВС; 2 - объем "взрывной" камеры; 3 - слой студня; 4 - прозрачные стенки ускорительного канала; 5 - электрические разрядники; 6 - воздушный промежуток.

## 4.2. Результаты эксперимента

Эксперименты дополнялись численными расчетами, позволяющими оценить характер возникающего движения и вносить расчетные поправки при обработке экспериментальных данных. Характерные величины параметров опыта составляли: высота "взрывной камеры"  $h = 34$  мм, толщина первого слоя  $l_1 = 19$  мм, второго  $l_2 = 15$  мм, начальная ширина воздушного промежутка  $l_0 = 19$  мм.

Расчетная величина начального давления продуктов взрыва газовой смеси, подтвержденная измерениями скорости звука, составляла  $p_1(0) = 13.5$  атм.

Расчеты проводились в предположениях о несжимаемости материала студня, адиабатичности процессов расширения продуктов взрыва газовой смеси ( $\gamma_1 = 1.24$ ) и сжатия воздушного промежутка ( $\gamma_2 = 1.4$ ).

На движение слоев оказывает существенное влияние перемешивание на неустойчивых границах. Упрощенный учет перемешивания выполнялся следующим образом: во-первых, предполагалось, что это влияние сводится к уменьшению толщины слоя из-за проникновения газа в жидкий слой и приложению давления к оставшейся, не подвергшейся перемешиванию, части слоя; во-вторых, уравнение для глубины проникновения газа в жидкость  $h_1$  при ускорении  $g > 0$ , отвечающему неустойчивой ситуации, приближенно можно записать в виде:

$$h_1 = \beta \sqrt{gh} \quad \text{при} \quad g > 0 \quad (4)$$

Такое приближенное описание возможно, по крайней мере, при спектре начальных возмущений близкому к автомодельному, медленно меняющемуся со временем  $g(t)$ , и до тех пор, пока не начнут сказываться конечные размеры ускоряемого слоя (как поперечные, так и толщина). Отметим, что такое (4) описание приводит к зависимости:

$$\sqrt{h_1} = \frac{\beta}{2} \int \sqrt{g} dt + \sqrt{h_1(0)}, \quad (5)$$

что при  $h_1 \gg h_1(0)$ , при  $g = \text{const}$  переходит в соотношения (3) или (2) с  $h(1) = \alpha = \beta/4$

Оценка  $\beta$  по результатам предварительных опытов (по величине пути, проходимого слоем до прорыва) составляла  $\beta = 0,6 + 1$ .

Особенность постановки проведенных опытов заключается в возможности реализации существенно различающихся режимов ускорения. На рис. 2 в качестве иллюстрации представлены расчетные (с учетом перемешивания на неустойчивых границах с величиной  $\beta = 0.7$ ) зависимости ускорения различных слоев  $g(S)$  от  $S$ -смещения устойчивых границ. Сплошная линия 1 соответствует ускорению слоя в постановке опыта рис. 1а. Величина ускорения на базе наблюдаемых смещений почти постоянна и составляет приблизительно  $70 \text{ мм/мс}^2$ . Штриховые линии соответствуют ускорениям первого (нижнего) слоя (кривая 2) и второго (кривая 3) в постановке опыта 1б. Штрих-пунктирные линии-кривые 4 и 5 соответствуют варианту постановки опыта 1б, в котором перемешивание на нижней границе первого слоя подавлялось тонкой пленкой. Таким образом, реализуется возможность наблюдения динамики перемешивания в существенно различающихся режимах ускорения, а именно: с постоянной величиной ускорения (что дает возможность сравнивать результаты с решениями автомобильных задач, например, / 1 /), либо с существенно изменяющимся ускорением.

Необходимо отметить, что в рассматриваемых опытах реализуются и различные условия зарождения перемешивания, а именно: процесс ускорения первого слоя начинается с короткого по времени взаимодействия пространственно возмущенной детонационной волны с поверхностью слоя, что по наблюдениям приводит к возникновению "затравочного" слоя перемешанных газов и жидкости с  $h_1(0) \approx 1 \text{ мм}$ . Со временем  $h_1$  увеличивается, просматривается квазирегулярная структура - "цепочка" пузырей, их размеры со временем увеличиваются, число уменьшается.



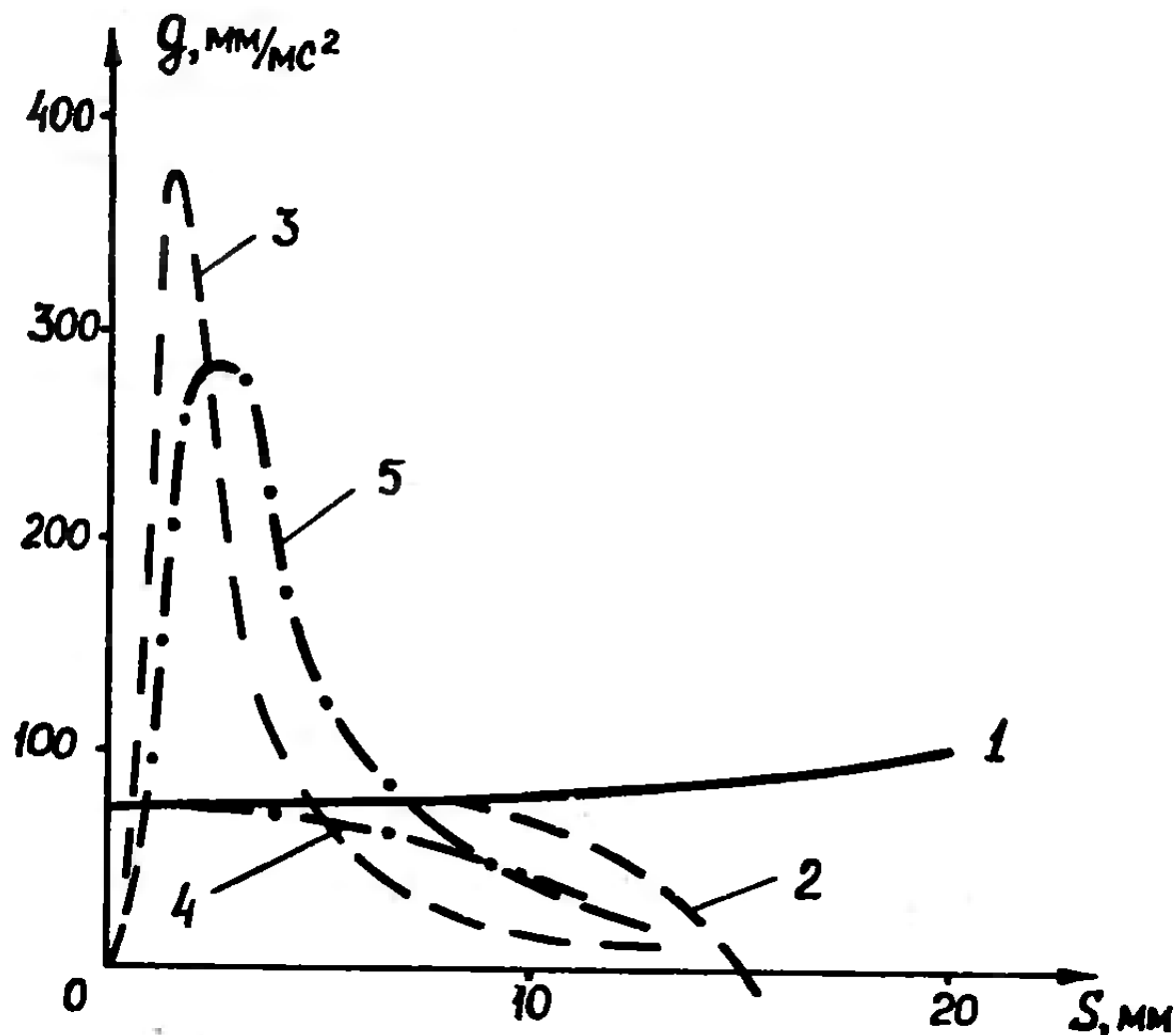


Рис. 2 Расчетные зависимости ускорения слоев от наблюдаемых смещений устойчивых границ 1 - ускорение слоя в постановке рис. 1а; 2 - ускорение первого слоя и 3 - ускорение второго слоя в постановке опыта рис. 1б; 4 - ускорение первого слоя и 5 - ускорение второго слоя в постановке рис. 1б в случае отсутствия перемешивания на нижней границе первого слоя.

Развитие перемешивания на нижней границе второго слоя носит монотонный характер.

На рис.3 приведены кадры фотохронограмм опытов с одним и двумя слоями. Для сравнения представлены случаи со стабилизированной нижней границей первого слоя. Между кадрами штриховыми линиями показаны первоначальные положения слоев.

Проанализируем экспериментальные результаты в переменных  $\sqrt{h_1} = f(I(S))$ , где  $I(S) = \int \sqrt{g} dt$ , в которых зависимость предполагается близкой к линейной.

В случае экспериментов с одним слоем, как показывают расчеты, отличие  $\sqrt{2S}$  от величины  $I(S)$ , где  $S$  - наблюдаемое смещение устойчивой границы, во всем диапазоне наблюдаемых смещений мало и не превышает погрешностей, связанных с измерением  $\sqrt{2S}$ , поэтому поправки не вводились. На рис.4 результаты этих измерений в серии из трех опытов представлены группой дискретных символов, обозначенной цифрой 1.

Полученные результаты интерполировались линейной зависимостью  $\sqrt{h_1} = B\sqrt{2S} + C$ . Величины  $B$  и  $C$ , полученные по всей совокупности измерений, составляют  $B = 0,31$ ;  $C = 1,22$ . Однако, оценки показывают, что уменьшение скорости роста из-за влияния конечности размеров ускоряемого слоя на режим перемешивания начинает проявляться уже при смещениях ~12 мм. Поэтому более достоверными являются величины, полученные на ограниченной базе наблюдаемых смещений  $B = 0,35 \pm 0,05$ ,  $C = 1,1$ . Таким образом, величины  $\beta$  и  $h_1(0)$  соответственно составляют  $\beta = 2 \cdot B = 0,7 \pm 0,1$ ,  $h_1(0) = 1 \pm 1,5$  мм.

В случае опытов с двумя слоями для обработки были выбраны результаты наблюдений, относящиеся к верхнему слою, испытывавшему импульсное ускорение постоянного направления. В этом случае для представления зависимости  $\sqrt{h_1} = f(I(S))$  использовались расчетные коэффициенты  $K(S)$ , связывающие переменную  $I(S)$  с наблюдаемыми

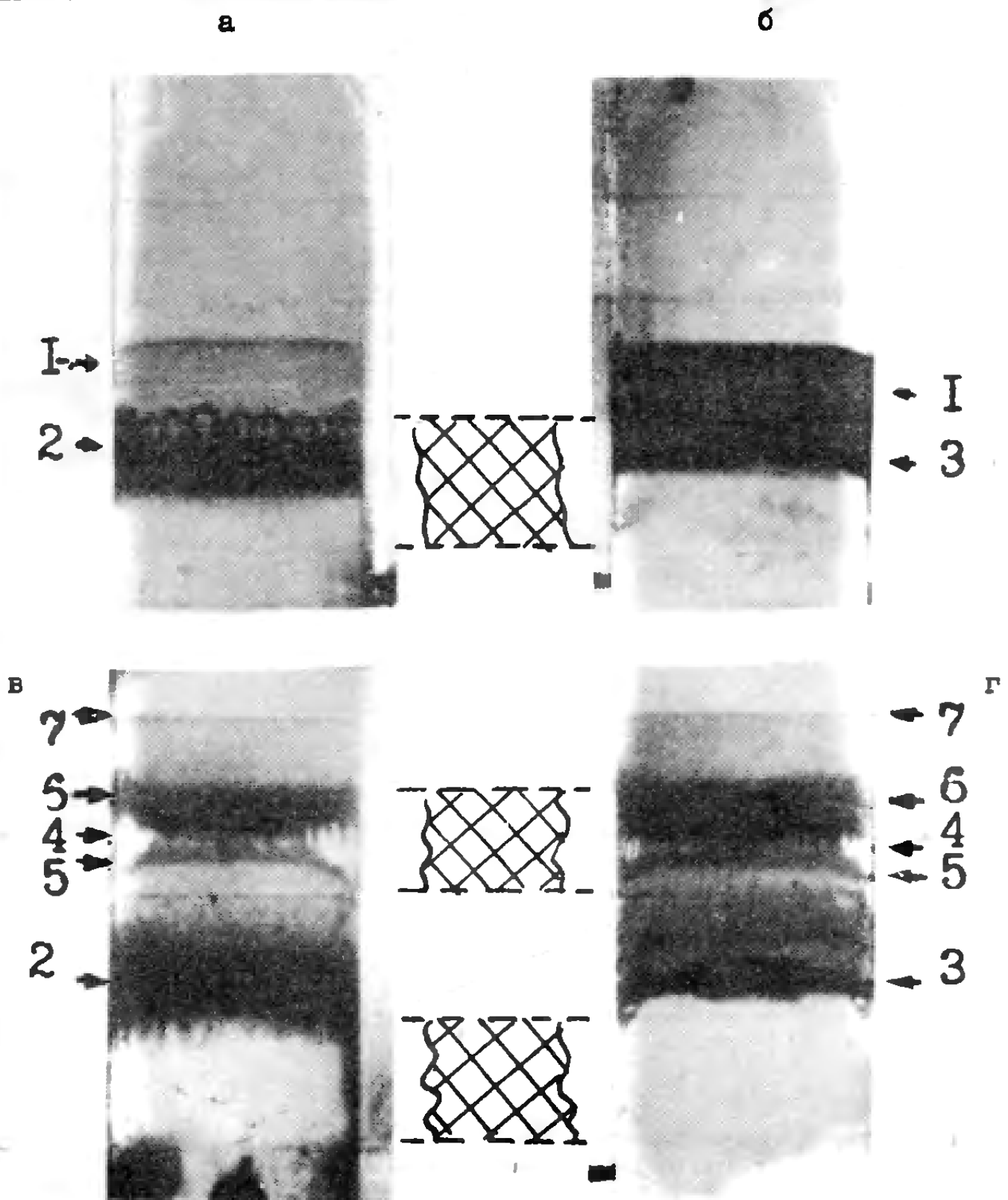


Рис. 3. Кадры фотохронограмм: а) одиночный слой: 1-устойчивая граница (верхняя); 2-неустойчивая граница (нижняя); б) на нижней границе установлена пленка; в) система двух слоев, разделенных воздушным промежутком: перемешивание на нижней границе первого слоя (2) и на обеих границах (5,6), разделенных воздушным промежутком (4); г) - нижняя граница первого слоя стабилизирована пленкой.

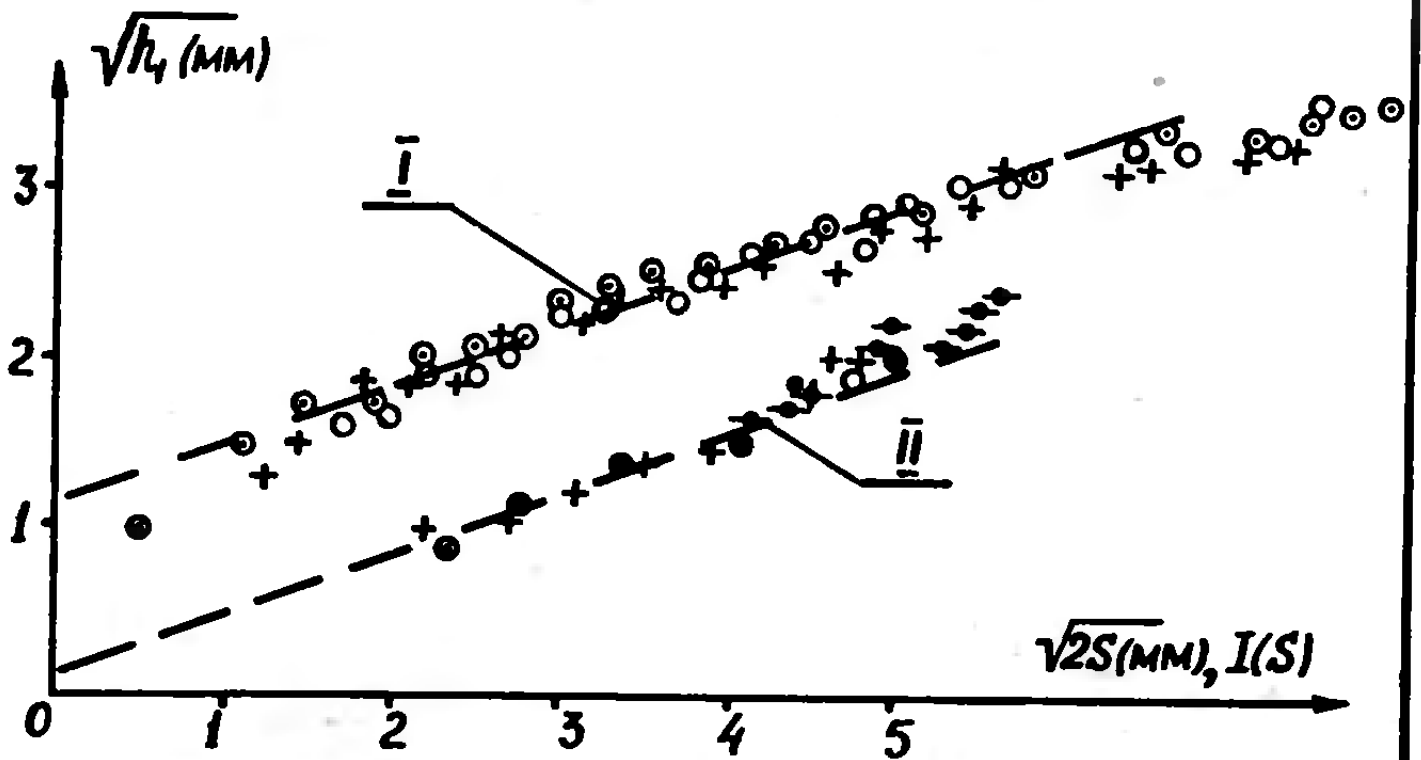


Рис. 4 Зависимости  $\sqrt{h_1} = f(\int \sqrt{g} dt)$ , где  $h_1$  - глубина проникновения газа в ускоряемый жидкий слой I - в постановке опытов рис. 1а; 2 - для верхнего слоя в постановке опытов рис. 1б.

смещениями  $I(S) = K(S) \cdot \sqrt{2S}$ . Величины  $k(S)$  в проводимых опытах изменялись от 1.4 до 0.85, а различие для опытов со свободным перемешиванием на всех неустойчивых границах и с введением стабилизирующей пленки достигало 15%. Неточность величины  $K(S)$ , связанная с возможным разбросом параметра  $\beta = 0.6 + 0.8$  не велика и составляла не более 5%. Введение поправочных коэффициентов  $k(S)$  заметно уменьшило разброс результатов измерений двух вариантов постановки опытов.

Результаты измерений  $\sqrt{h_i} = f(I(S))$  представлены на рис.4 группой дискретных символов, обозначенной цифрой П. Результаты линейной интерполяции:  $B = 0.35 \pm 0.05$ ,  $C = 0.1$ . Величина  $\beta = 2B$  совпадает с результатами опытов с одним слоем.

Таким образом, движение ускоряемых слоев и динамика перемешивания на неустойчивых границах в проведенных опытах с существенно различающимися режимами ускорения хорошо согласуется с расчетами с величиной  $\beta$ , характеризующей скорость роста глубины перемешивания, равной  $0.7 \pm 0.1$ .

Величина  $\beta^2/4 = \eta(1)$ , характеризующая автомоделный режим перемешивания в соответствии с проведенными экспериментами, составит  $\eta(1) = 0.12$ , что является промежуточным между различающимися почти в 3 раза  $\eta(1) = 0.22$  /1/ и  $\eta(1) = 0.07$  /2/. Различие с экспериментальными результатами /2/ превышает оценки погрешностей проведенных экспериментов со студневыми слоями. Отсутствие существенных подробностей экспериментов /2/ не позволяет провести сравнительный анализ.

### Л и т е р а т у р а

1. Никифоров В.В. ВАНТ, сер. Теоретическая и прикладная физика, вып. I, с.3-8 (1985).

2. Read K.I. Physica 12 D p 45-53 (1984).

**3. Волченко О.И., Жидов И.Г., Клопов Б.А., Мешков Е.Е., Попов В.В.,  
Рогачев В.Г., Толшмяков А.И. А.С.1026154 МКИ 09В23/12. Способ  
моделирования нестационарных течений несжимаемой жидкости.  
№ 3255802/28-12, заявлено 20.02.81, опубликовано 30.06.83.  
Бол.24.**

Препринты Физического института имени П.Н. Лебедева АН СССР. рассылаются научным организациям на основе взаимного обмена.

Наш адрес: 117924, Москва В-333, Ленинский проспект, 53

Preprints of the P.N. Lebedev Physical Institute of the Academy of Sciences of the USSR are distributed by scientific organizations on the basis of mutual exchange.

Our address is: USSR, 117924, Moscow B-333, Leninsky prospect, 53