

К 539.1
В 88
МФИ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

С. И. Анисимов

**РЭЛЕЙ-ТЕЙЛОРовская неустойчивость
и турбулентное перемешивание**



**ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО**

Москва 1992

539.1
B85

Министерство науки, высшей школы
и технической политики Российской Федерации
Московский ордена Трудового Красного Знамени
инженерно-физический институт

С. И. Анисимов

РЭЛЕЙ-ТЕЙЛОРОВСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
И ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ

Текст лекции

Утверждено
редсоветом института

Москва 1992

БИБЛИОТЕКА

539.1(06) + 532.526.4

УДК : 519.6

Анисимов С. И. Рэлей-тейлоровская неустойчивость и турбулентное перемешивание. М.: МИФИ, 1992.— 20 с.

Представлен обзор работ по проблеме расчета неустойчивости стационарных периодических рэлей-тейлоровских структур, а также приведены результаты оригинальных исследований автора, связанных с численным моделированием процесса турбулентного движения контактной границы раздела двух сред различной плотности в поле тяжести. Проанализирована роль различных мод в формировании турбулентного движения и вычислены периоды структур и инкременты нарастания возмущений поверхности. Введены понятия стимулированной и спонтанной турбулентности. Рассчитана скорость расширения турбулентного слоя. Лекция адресована аспирантам и научным работникам, интересующимся приложениями современной теории устойчивости.

©Московский инженерно-физический институт, 1992 г.

Редактор Е.Г.Станкевич
Тем.план 1992 г.

Подписано в печать 22.04.92

Формат 60Х84 1/16

Печ.л. 125

Уч.-изд.л. 125

Тираж 200 экз.

С - 0551

Заказ 855

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Граница двух жидкостей различной плотности в поле тяжести неустойчива, если плотность верхней жидкости больше, чем плотность нижней. Неустойчивость этого типа широко распространена в природе и часто встречается в физическом эксперименте. Она интенсивно изучалась в последнее десятилетие в связи с экспериментами по инерционному термоядерному синтезу и импульсным высоким давлениям. Для этих экспериментов характерно наличие границ (или областей с большими градиентами плотности), движущихся с ускорением, действие которого эквивалентно действию гравитационного поля.

По-видимому, впервые вопрос о неустойчивости границы раздела двух сред в поле тяжести обсуждался в работах Рэлея (см. [1]). В следующие за этим 60 лет появился ряд интересных работ (подробнее см. в обзорах [2,3]), хотя проблема в целом представлялась в ту пору академической. Прикладные аспекты проблемы стали важны в конце сороковых-начале пятидесятых годов. Тогда же появилась известная статья Дж.Тейлора [4], в которой излагалось решение линейной задачи устойчивости для плоской границы. Хотя многие важные результаты, включая решение некоторых нелинейных задач, были известны задолго до публикации работы [4], последняя, несомненно, возбудила интерес к проблеме неустойчивости границ и в значительной мере определила общепринятое сейчас название этой проблемы.

Рассмотрим плоскую границу двух разноденных сред, находящихся в гидростатическом равновесии в поле тяжести. Малое возмущение границы вызывает движение. В "нормальной" ситуации, когда тяжелая жидкость находится внизу, это движение носит колебательный характер. Возникают хорошо известные гравитационные волны на поверхности тяжелой жидкости с законом дисперсии (см., например, [5]):

$$\omega^2 = Agk, \quad (1)$$

где $k=2\pi/\lambda$ - волновое число, $A=(\rho_2-\rho_1)/(\rho_2+\rho_1)$ - число Атвуда, ρ_2 и ρ_1 - плотности нижней (более тяжелой) и верхней жидкостей соответственно.

Если теперь поменять местами тяжелую и легкую жидкости (т.е. сделать жидкость с плотностью ρ_2 верхней), частота волны в (1) станет мнимой. В этом случае малые возмущения границы будут экспоненциально расти со временем. Такая неустойчивость называется рэлей-тейлоровской.

Недостаток формулы (1) состоит в том, что инкремент неустойчивости неограниченно возрастает с ростом волнового числа. Физическим механизмом, обеспечивающим правильное поведение инкремента при больших k , является поверхностное натяжение. Оно приводит к подавлению коротковолновых возмущений (в дисперсионной формуле (1) появляется положительное слагаемое ok^3/ρ).

Когда амплитуда возмущений становится сравнимой с длиной волны, начинают играть роль нелинейные эффекты. Рост амплитуды возмущений замедляется. Из эксперимента и численных расчетов известно, что на нелинейной стадии периодическое начальное возмущение превращается в цепочку падающих струй и всплывающих пузырей. Ширина струи составляет малую часть начального периода

и, если плотность верхней жидкости много больше плотности нижней, падение струи происходит с постоянным ускорением. Пузырь имеет размер порядка λ и всплывает с постоянной скоростью. Ее можно оценить из следующих простых соображений. Подъемная сила, действующая на пузырь, равна, по порядку величины, $\rho_2 g \lambda^2$ (для простоты считаем $\rho_2 \gg \rho_1$ и рассматриваем плоское движение). Сила сопротивления при обтекании пузыря равна $C \rho_2 v^2$, где C - коэффициент сопротивления и v - скорость всплыvания. Приравнивая обе силы, находим

$$v = F \sqrt{\lambda},$$

где постоянная F называется числом Фруда. Можно ожидать, таким образом, что на нелинейной стадии будет формироваться стационарное (в системе координат, связанной с пузырями) периодическое течение. К сожалению, это утверждение не удается строго доказать. Тем не менее, большое число расчетов нелинейной стадии рэлей-тейлоровской неустойчивости, выполненных различными методами, подтверждает гипотезу о существовании стационарного течения. Ввиду того, что стационарные периодические структуры играют особую роль в дальнейшем рассмотрении, остановимся несколько подробнее на их свойствах.

Рассмотрим плоское течение, периодическое в горизонтальном направлении, и ограничимся предельным случаем, когда плотность нижней жидкости пренебрежимо мала. В этом случае можно ввести потенциал скорости $\phi(x, y)$, удовлетворяющий соотношениям

$$\Delta\phi = 0, \quad v = \frac{\partial\phi}{\partial x}, \quad u = \frac{\partial\phi}{\partial y}.$$

Введем систему координат с осью y , направленной противоположно ускорению силы тяжести, и началом координат в вершине одного из

пузырей. Вершины пузырей будут иметь тогда координаты $(2\pi n, 0)$ на плоскости (x, y) , а струи расположатся на линиях симметрии $x=\pi n$ (мы положили длину волны $\lambda=1/2\pi$). На границе пузыря должны выполняться два граничных условия: кинематическое и динамическое. Первое состоит в непрерывности скорости, а второе - в непрерывности давления при переходе через границу. Задача состоит в нахождении формы границы и скорости течения при $y \rightarrow \infty$ (последняя равна по величине скорости всплытия пузыря в лабораторной системе координат). Близкая задача отыскания формы свободной границы возникает в теории гравитационных волн. Ее решение представляет значительные трудности, которые только возрастают при переходе к неустойчивой конфигурации.

Было предложено несколько подходов к задаче о стационарном периодическом течении. По-видимому, наиболее простым является подход, разработанный Лейзером [6] и Кулем [7] и усовершенствованный Иногамовым и др. [8]. Следуя [8], запишем комплексный потенциал $f(\xi) = \phi + i\psi$. $\xi = x + iy$ в виде конечной суммы

$$f(\xi) = - \sum_{n=1}^N A_n (\ln \phi - \phi^{n/2}), \quad \phi = \exp(1\xi), \quad (2)$$

Выражение (2) удовлетворяет условиям периодичности и обеспечивает постоянство скорости при $y \rightarrow \infty$. Кинематическое граничное условие записывается на нулевой линии тока и имеет вид

$$\phi = - \sum_{n=1}^N A_n (X^{1/2} - S_n e_n / n) = 0, \quad (3)$$

где $X=x^2$, $S_n = \sin(nX^{1/2})$, $e_n = \exp(-ny)$. Уравнение $\phi(X, Y)=0$ определяет в неявном виде уравнение нулевой линии тока $Y=T_\phi(X)$. Динамическое условие с помощью теоремы Бернулли записывается

следующим образом:

$$\begin{aligned}\epsilon &= v^2 + u^2 + 2gY = \\ &= \sum_{n,m=1}^N A_n A_m (C_{n-m} e_{n+m} - C_n e_n - C_m e_m + 1) + 2gY = 0.\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь $C_n = \cos(nX^{1/2})$. Функция $\epsilon(X, Y) = 0$ определяет нулевую изобару $Y = Y_3(X)$. Коэффициенты A_n в разложении (2) определяются из условия, что нулевая изобара совпадает с нулевой линией тока. Для практического вычисления коэффициентов A_n удобно представить функции $Y_3(X)$ и $Y_\psi(X)$ в виде степенных разложений

$$Y_\psi = \sum_m \beta_m X^m; \quad Y_\epsilon = \sum_m \tilde{\beta}_m X^m \quad (5)$$

и приравнять нужное число коэффициентов в этих разложениях: $\beta_m = \tilde{\beta}_m$. Окончательным результатом является вычисление скорости всплытия пузырей

$$U_\infty = \sqrt{g\lambda/2\pi} \sum_n A_n.$$

и радиуса кривизны пузыря в точке остановки

$$R = \frac{3\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\sum_n n A_n}{\sum_n n^2 A_n}.$$

Выполненные в работе [8] численные расчеты при различных значениях N приводят к следующим выводам: а) значения U_∞ и R близки к найденным из численного решения уравнений гидродинамики и равны, соответственно, $0,23\sqrt{g\lambda}$ и $0,41\lambda$; б) поправки, возникающие при увеличении N на единицу, уменьшаются с ростом N , что можно рассматривать как указание на сходимость процедуры. Вместе с численными расчетами, выполненными различными методами, результаты [7, 8] указывают на существование однопараметрического

семейства стационарных периодических решений.

Стационарное течение в виде периодической цепочки струй и пузырей "помнит" период начального возмущения, из которого оно сформировалось. Это — регулярная нелинейная стадия рэлей-тейлоровской неустойчивости. Такие течения наблюдаются на опыте, и их параметры согласуются с расчетами. На опыте наблюдаются также и другого рода течения — со многими пространственными масштабами и весьма сложной структурой. Это — специфическая рэлей-тейлоровская турбулентность. Для описания таких течений обычно используются феноменологические модели (см., например, [9]), в которых перемешивание двух сред рассматривается как турбулентная диффузия. Детальное исследование механизмов, приводящих к появлению новых пространственных масштабов и стохастизации течения, проведено сравнительно недавно. Рассмотрим эти механизмы.

Рассмотрим плоское течение, вызванное рэлей-тейлоровской неустойчивостью. Будем следить за изменением формы контактной границы со временем. Различные формы границы можно изображать точками в соответствующем функциональном пространстве. Тогда эволюция системы изображается некоторой траекторией. Среди различных структур контактной границы особое место занимают стационарные структуры. Мы их обсуждали выше. Им соответствуют неподвижные точки в функциональном пространстве. Исследование малой окрестности неподвижных точек показывает, что это седловые точки. В каждой из них имеются входящие и выходящие сепаратрисы. Последние являются интегральными кривыми, по которым происходит переход системы из одного стационарного состояния (при $t=-\infty$) в другое (при $t=+\infty$). Переходы вызываются возмущениями, выводящими систему из стационарного состояния.

Анализ неустойчивости стационарных периодических рэлей-тейлоровских структур выполнен в работе [10]. Авторы установили, что наиболее важную роль в формировании турбулентного движения контактной границы играет длинноволновая модуляционная неустойчивость, преобразующая стационарную структуру с периодом λ в другую стационарную структуру с периодом $m\lambda$, где $m > 1$ – целое число. В простейшем случае ($m=2$) неустойчивость приводит к удвоению периода структуры. Рассмотрим этот случай более подробно.

В [10] показано, что при $m=2$ имеются две неустойчивые моды. Их условно можно назвать модой объединения и модой подавления. В первом случае происходит малое возмущение струи. Неустойчивость приводит к подавлению более узкой струи и объединению двух соседних пузырей. Во втором случае происходит возмущение пузыря. Пузырь большего размера всплывает быстрее и подавляет движение соседнего, меньшего пузыря. Линейный анализ [10] показывает, что обе описанные моды имеют равные инкременты, близкие к инкременту малых возмущений плоской поверхности.

Нелинейная эволюция модуляционных возмущений при $m=2$ изучалась численными методами в работах [10, 11]. Динамика моды объединения показана на рис.1. Расчет проводился для одного периода невозмущенного движения. Для получения полной картины каждый из 12 рисунков, изображающих последовательные положения контактной границы, должен быть симметричным образом дополнен. Линиями симметрии являются правая и левая границы рисунка. Отношение плотностей верхней и нижней жидкостей было принято равным 10. Из рис.1 можно видеть, как происходит ослабление левой и усиление правой струи. Это приводит к объединению пузыря со своим соседом слева и к возникновению структуры с периодом 2λ .

Динамика моды подавления иллюстрируется рис.2. Здесь боковые границы счетной области проходят через середины соседних пузырей. Левый пузырь несколько больше правого и поднимается немного быстрее. Струя, разделяющая пузыри, отклоняется в сторону большего пузыря. В момент времени $t=4,500$ струя достигает оси симметрии и сталкивается с симметричной ей струей, расположенной слева от пузыря. Пузырь оказывается изолированным от легкой жидкости, расположенной внизу. Столкновение струй приводит к тому, что возникают вторичные струи, движущиеся в вертикальном направлении вверх и вниз вдоль оси симметрии. Расчет, показанный на рис.2, выполнен для отношения плотностей верхней и нижней жидкостей, равного 10. Одним из следствий конечной плотности нижней жидкости является образование "гриба" на конце струи. С ростом плотности нижней жидкости размер "гриба" возрастает, а длина струи уменьшается. "Грибы" образуются также на вторичных струях, появляющихся после "захлопывания" пузыря. Это хорошо видно на рис.3, где показана эволюция моды подавления при отношении плотностей, равном 3. Размер счетной области на этом рисунке соответствует двум периодам невозмущенного движения. Расчет выполнен иным численным методом, чем показанный на рис.2. Результаты, однако, хорошо согласуются.*

Численные расчеты начальной стадии роста модуляционных возмущений дают возможность оценить инкремент модуляционной неустойчивости. Для $t=2$ он оказывается равным примерно $0,7\sqrt{gk}$, где волновое число k отвечает невозмущенной структуре.

* Автор благодарен проф. Т. Ябе из Университета Тунма (Япония) за предоставление рис.3 и ценные дискуссии.

Обратимся теперь к вопросу о влиянии спектра начальных возмущений на динамику перемешивания. Произвольное начальное возмущение можно построить из монохроматических возмущений. Последние характеризуются длиной волны $\lambda=2\pi/k$, смещением границы $\eta(\lambda)$ и возмущением скорости $v(\lambda)$. При изучении турбулентного перемешивания особую роль играет однородный спектр, который определяется соотношениями:

$$\eta(\lambda) = \lambda \varepsilon(\lambda), \quad v(\lambda) = (g\lambda)^{1/2} \varepsilon(\lambda),$$

где $\varepsilon(\lambda)$ – безразмерная амплитуда. Пример однородного спектра показан на рис.4. Амплитуда, фаза и положение каждой из линий являются случайными и задаются следующими формулами:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon \xi_1, \quad \Phi_1 = 2\pi \varphi_1 (-1)^\nu,$$

$$\nu = \text{int}(2\chi_1), \quad \Delta_1 = R \zeta_1.$$

Здесь Δ_1 – расстояние (в логарифмической шкале) между линиями 1 и $1+1$, R – постоянная, ζ_1 , ξ_1 , χ_1 и φ_1 – независимые случайные числа из интервала $(0,1)$, $\text{int}(\cdot)$ означает целую часть.

Принимая однородный спектр в качестве начального условия, можно вычислить ширину зоны перемешивания. Расчет приводит к следующему результату:

$$Y_+ = \frac{\text{const}}{|\ln \varepsilon|} g t^2,$$

где Y_+ – расстояние между положением верхней границы вспыхивающих пузырей в момент времени t и ее начальным положением.

Рассмотрим теперь спектр, состоящий из небольшого числа монохроматических мод. Легко видеть, что эволюция такого спектра существенно зависит от того, как соотносятся между собой длины волн ~~отдельных~~ мод. Пусть спектр состоит из двух

монохроматических возмущений с длинами волн λ_1 и λ_2 , причем отношение $\lambda_2/\lambda_1=m/n$, где m и n - взаимно простые целые числа. Эволюция такого начального спектра приводит к формированию стационарного течения с пространственным периодом $n\lambda_2=m\lambda_1$. Пусть теперь λ_2 и λ_1 несоизмеримы, т.е. их отношение не является рациональным числом. Система не может прийти в этом случае ни к какому стационарному состоянию. Ее траектория в функциональном пространстве будет проходить вблизи точек, соответствующих наилучшей рациональной аппроксимации отношения λ_2/λ_1 , однако не попадет ни в одну из них. Соответствующее движение является турбулентным. В процессе эволюции системы будет происходить каскадное увеличение пространственного масштаба. Как и в случае однородного спектра, усредненные характеристики течения будут изменяться по автомодельному закону. В работе [11] предложено называть стимулированной разлей-тейлоровскую турбулентность, генерируемую начальными возмущениями с однородным спектром, и спонтанной - турбулентность, развивающуюся из небольшого числа монохроматических начальных возмущений с несоизмеримыми периодами. Оба типа турбулентности приводят к квадратичному закону роста ширины перемешанного слоя со временем

$$Y_+ = a_+ g t^2. \quad (6)$$

Исследование показывает, что при малых амплитудах начальных возмущений коэффициент перемешивания a_+ определяется спонтанной турбулентностью, а при больших - стимулированной. Существует критическое значение амплитуды начальных возмущений ϵ_m , разделяющее эти два режима. При $\epsilon < \epsilon_m$ коэффициент перемешивания не зависит от ϵ , поэтому уменьшение амплитуды начальных возмущений

не ведет в этом случае к уменьшению скорости перемешивания.

В экспериментах по динамическому сжатию обычно стремятся минимизировать ширину перемешанного слоя. Для этого границу раздела срод делают по возможности гладкой. Из сказанного выше ясно, что это ведет к результату лишь в том случае, если амплитуда возмущений границы превышает ϵ_m .

Изложенные выше представления о турбулентном движении контактной границы можно проиллюстрировать численным расчетом [11]. На первоначально плоской границе были заданы начальные возмущения скорости с длинами волн $\lambda_1=2L/17$, $\lambda_2=2L/23$, $\lambda_3=2L/31$ и амплитудами $v_1=v_2=v_3=0,32\sqrt{gL}$, где L - размер счетной области по горизонтали.¹⁾ Из расчета было найдено положение верхней границы перемешанного слоя и вычислен коэффициент турбулентного перемешивания a_+ . Он оказался равным $a_+=0,07 \pm 0,01$. Оценки других авторов (см. [12]) дают для a_+ значения 0,04-0,05.

Характер перемешивания существенно меняется, если к рассмотренному выше начальному возмущению добавить некоторое число мод однородного спектра с очень малой амплитудой ($v_h \approx 0,05\sqrt{gL}$). Заметно возрастает скорость перемешивания и пространственный масштаб движения в горизонтальном направлении.

Рассмотрим теперь вопрос об устойчивости стационарного решения относительно коротковолновых возмущений. На первый взгляд кажется, что ситуация здесь та же, что на плоской границе, поскольку коротковолновые возмущения "не чувствуют" локальной

¹⁾ Отношения длин волн возмущений выражаются рациональными числами, однако для выбранного размера счетной области соизмеримость периодов никак не проявляется.

кривизны. В действительности, вопрос гораздо сложнее. Рассмотрим стационарное решение с периодом λ_0 . Наложим на него возмущение малой амплитуды, представляющее собой волновой пакет, созданный в момент времени t_0 и движущийся вместе с жидкостью вдоль нулевой линии тока. Пусть длина волны возмущения в начальный момент равнялась $\lambda(t_0) \ll \lambda_0$. Из-за изменения скорости при движении вдоль линии тока длина волны возмущения меняется. Легко видеть, что $\lambda(t) = \lambda(t_0) \cdot v(t)/v(t_0)$, где $v(t)$ — локальная скорость стационарного течения в точке, которую волновой пакет проходит в момент времени t . Учитывая, что длина волны возмущения много меньше масштаба невозмущенного течения, воспользуемся для расчета амплитуды возмущения квазиклассическим приближением:

$$\eta(t) = a(t) \exp(\int \gamma(t) dt).$$

Здесь $a(t) = \eta(t_0) v(t_0)/v(t)$, $\gamma(t) = [g_{\text{eff}}(t) k(t)]^{1/2}$, $k(t) = 2\pi/\lambda(t)$, g_{eff} — эффективное ускорение, равное разности между проекцией ускорения свободного падения на нормаль к поверхности и локальным центробежным ускорением:

$$g_{\text{eff}}(t) = g(1+Y^2)^{-1/2} - v^2/R. \quad (7)$$

Приведенное выше выражение для $a(t)$ следует из сохранения массы (для плоского несжимаемого течения это означает сохранение площади) при растяжении линии тока. Чтобы выполнить оценки по приведенным выше формулам, можно заменить реальное течение вблизи свободной границы течением в окрестности круга радиусом $R=2,5/k_0$, расположенного в полосе шириной λ_0 . Можно показать, что ускорение $g_{\text{eff}}(t)$, определяемое формулой (7), в некоторый момент времени t , обращается в нуль, и рост возмущений останавливается. Усиление

начального возмущения можно подсчитать, выполняя в (6) интегрирование в пределах от t_0 до t . Несложный расчет приводит к следующим выводам. Основное усиление возмущений происходит вблизи вершины пузыря, где скорость равна нулю. Если положить начальные координаты пакета равными $x(t_0)=\lambda(t_0)/2$, $y(t_0)=-x^2(t_0)/2R$, то заметно усиливаться будут только возмущения, для которых $\lambda_0/\lambda(t_0) > 10$. Рост таких возмущений не будет сильно искажать форму и динамику пузыря, но может привести к дисперсированию струи. На рис.5 показан результат расчета нелинейной эволюции коротковолнового возмущения. Отношение $\lambda_0/\lambda(t_0)$ было принято равным 20, отношение плотностей $\rho_2/\rho_1=10$. В согласии с приведенными выше оценками, амплитуда возмущения существенно возрастает. Однако основной масштаб течения остается неизменным.

Таким образом, основной механизм расширения турбулентного слоя, приводящий к квадратичному по времени закону движения его верхней границы, состоит в увеличении пространственного масштаба течения вследствие модуляции неустойчивости. Инкремент этой неустойчивости близок к инкременту роста малых возмущений с той же длиной волны на плоской границе. При уменьшении амплитуды начальных возмущений с широким спектром коэффициент турбулентного перемешивания стремится к конечному пределу, обусловленному "спонтанной" турбулентностью.

В заключение заметим, что развитые выше представления непосредственно относятся к двумерным турбулентным течениям. Реальные течения, вызванные рэлей-тейлоровской неустойчивостью, во многих случаях существенно трехмерны. Важная их особенность состоит в том, что стационарные течения уже не образуют

однопараметрического семейства, а существенно зависят от типа "решетки" в плоскости, перпендикулярной вектору силы тяжести. Численные расчеты трехмерной рэлей-тейлоровской неустойчивости показывают, что в структуре струй и пузырей имеются заметные отличия от двумерного случая. Однако естественно ожидать, что качественные особенности рассматриваемых течений, такие как модуляционная неустойчивость, увеличение периода структур со временем, существование спонтанной турбулентности и относительно малая роль коротковолновых возмущений, сохранятся и в трехмерном случае. Изменения неизбежно коснутся количественных характеристик течений, для изучения которых все шире используются в последние годы численные методы.

Список литературы

1. Lord Rayleigh. Proc.London Math.Sov. c.14, p.170, 1883.
2. S.Chandrasckhar. Hydrodynamic and Hydromagnetic Instability. Oxford University Press, Oxford, 1961.
3. H.J.Kull. Physics Reports, v.206, p.197, 1991.
4. G.Taylor. Proc.Roy .Soc., v.A202, p.81, 1950.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Гидродинамика. М.: Наука", , 1988.
6. D.Layzer. Astrophys.Journ., v.122, p.1, 1955.
7. H.J.Kull. Phys.Rev.Lett., v.51, p.1434, 1983.
8. N.A.Inogamov, A.V.Chekhlov, Al.Yu.Dem'yanov. 3 rd Intern. Workshop on Compressible Turbulent Mixing. Paris, June, 1991.
9. С.З.Беленький, Е.С.Фрадкин. Тр.ФИАН СССР, Т.29, с.162, М., 1965.
10. N.A.Inogamov, A.V.Chekhlov, et al. Russian Journal of Comput. Mechanics, v.1, N 2 (in press).
11. N.A.Inogamov, S.I.Anisimov, et al. 3 rd Intern. Workshop on Compressible Turbulent Mixing. Paris, June, 1991.
12. D.L.Youngs. Physica, v.12D, p.45, 1984; K.I.Reid, ibid, p.32.

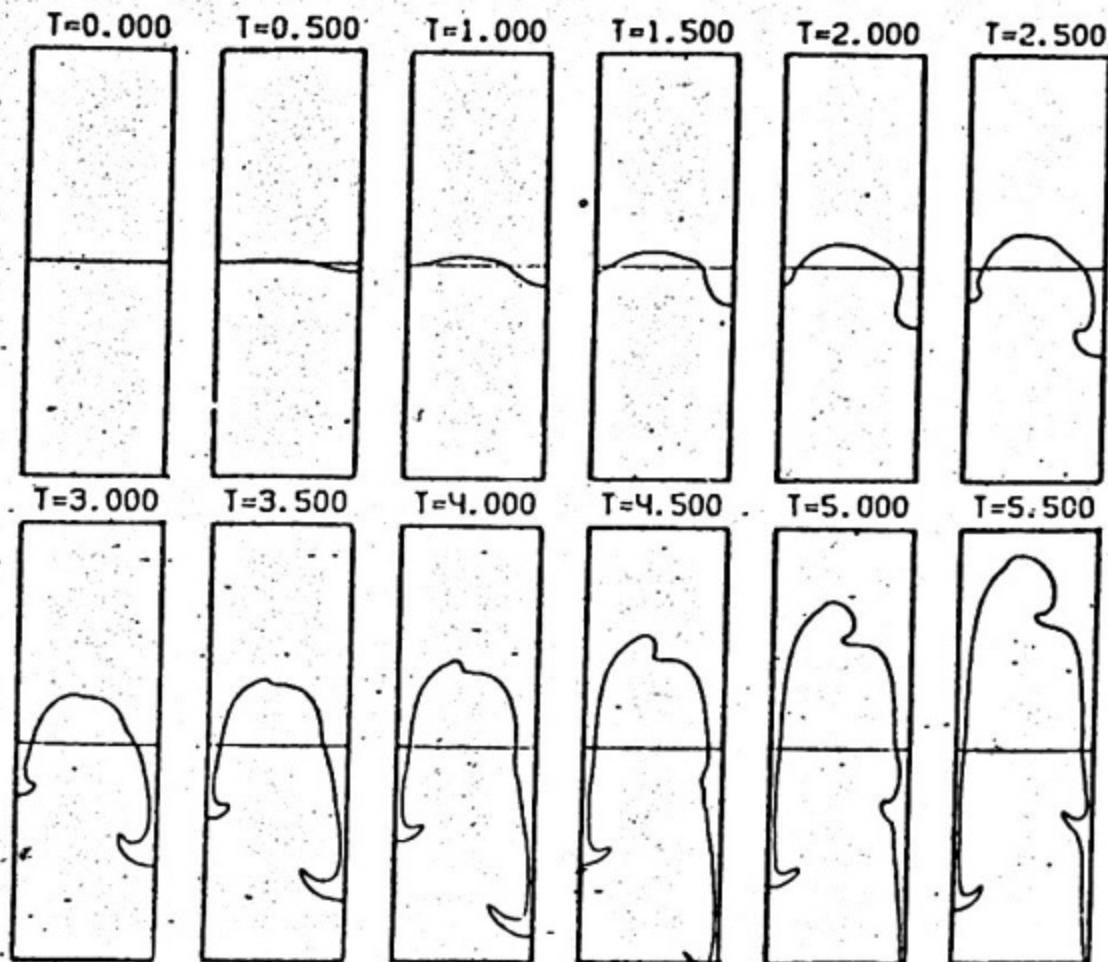


Рис. I. Мода объединения при $m=2$. Развитие модуляционной неустойчивости приводит к ослаблению левой и усилению правой струи. В результате происходит удвоение периода структуры

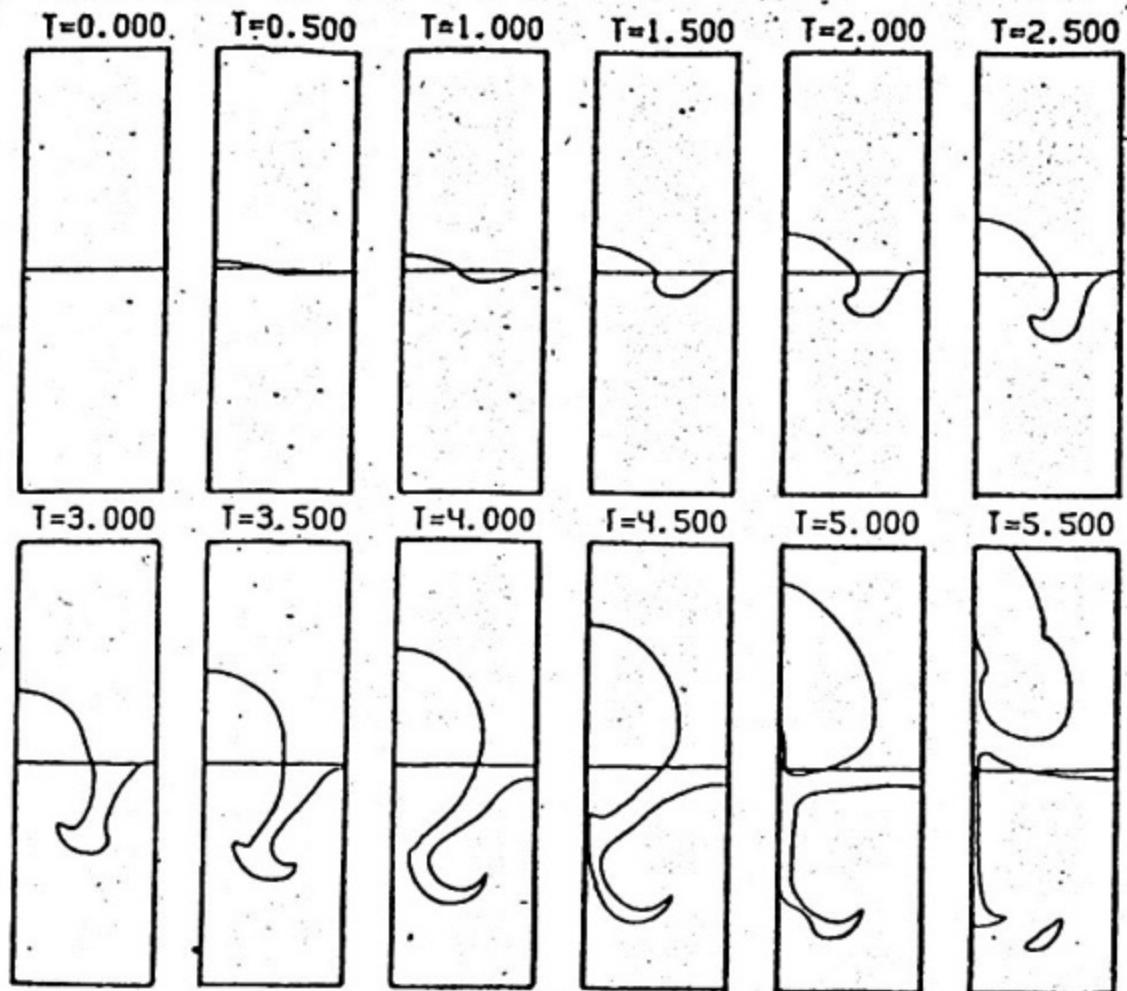


Рис.2. Мода подавления. Небольшое увеличение размера пузыря ускоряет его вспывание, что ведет к дальнейшему увеличению размера. Меньший пузырь подавляется. Число Атвигда $A=0,82$

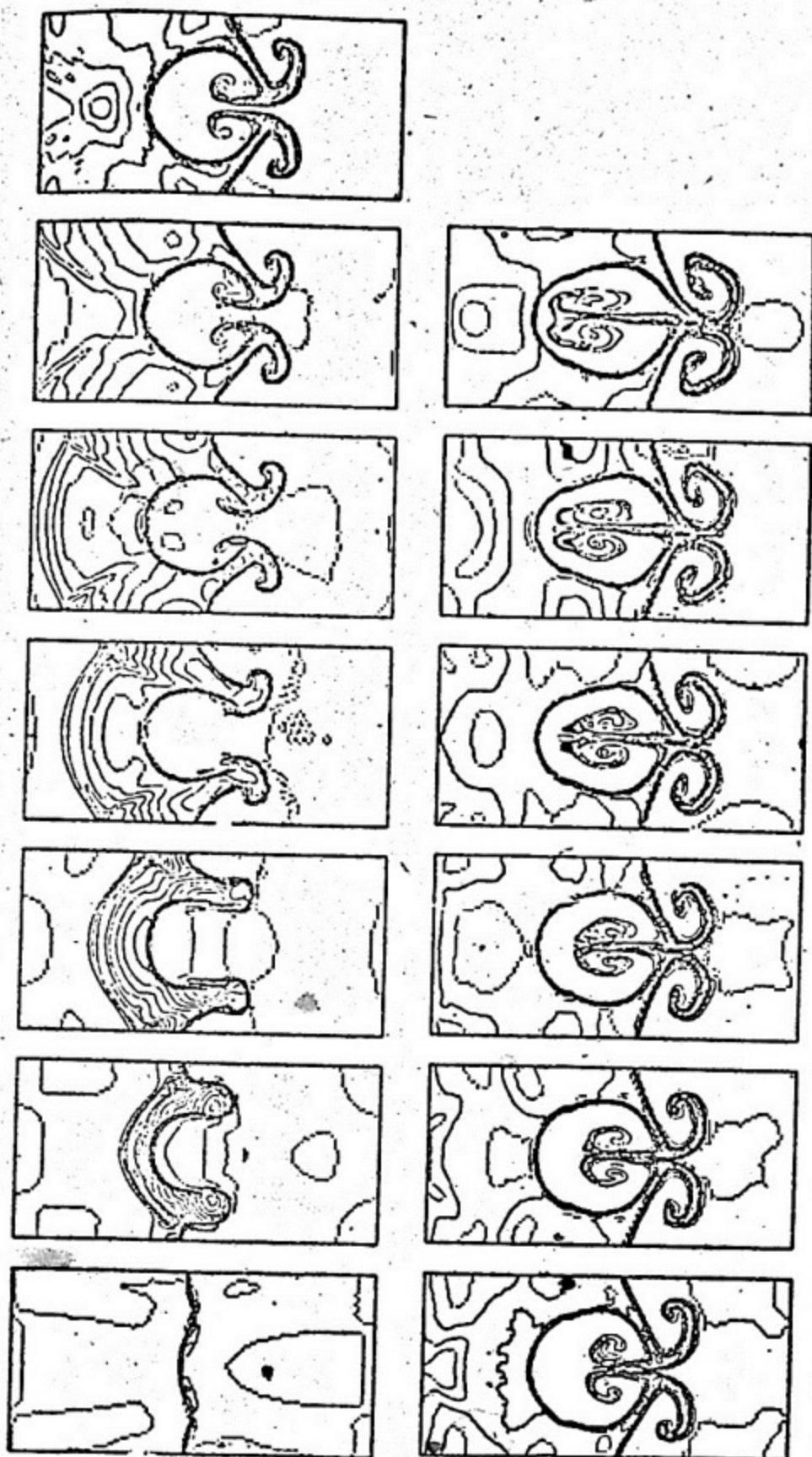


Рис.3. Мода подавления при числе Атвуда, равном 0,5; хорошо видно развитие вторичных струй

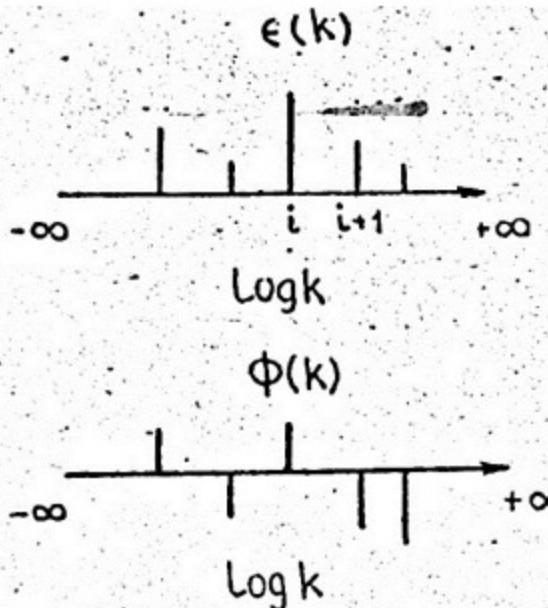


Рис.4. Пример однородного спектра начальных возмущений

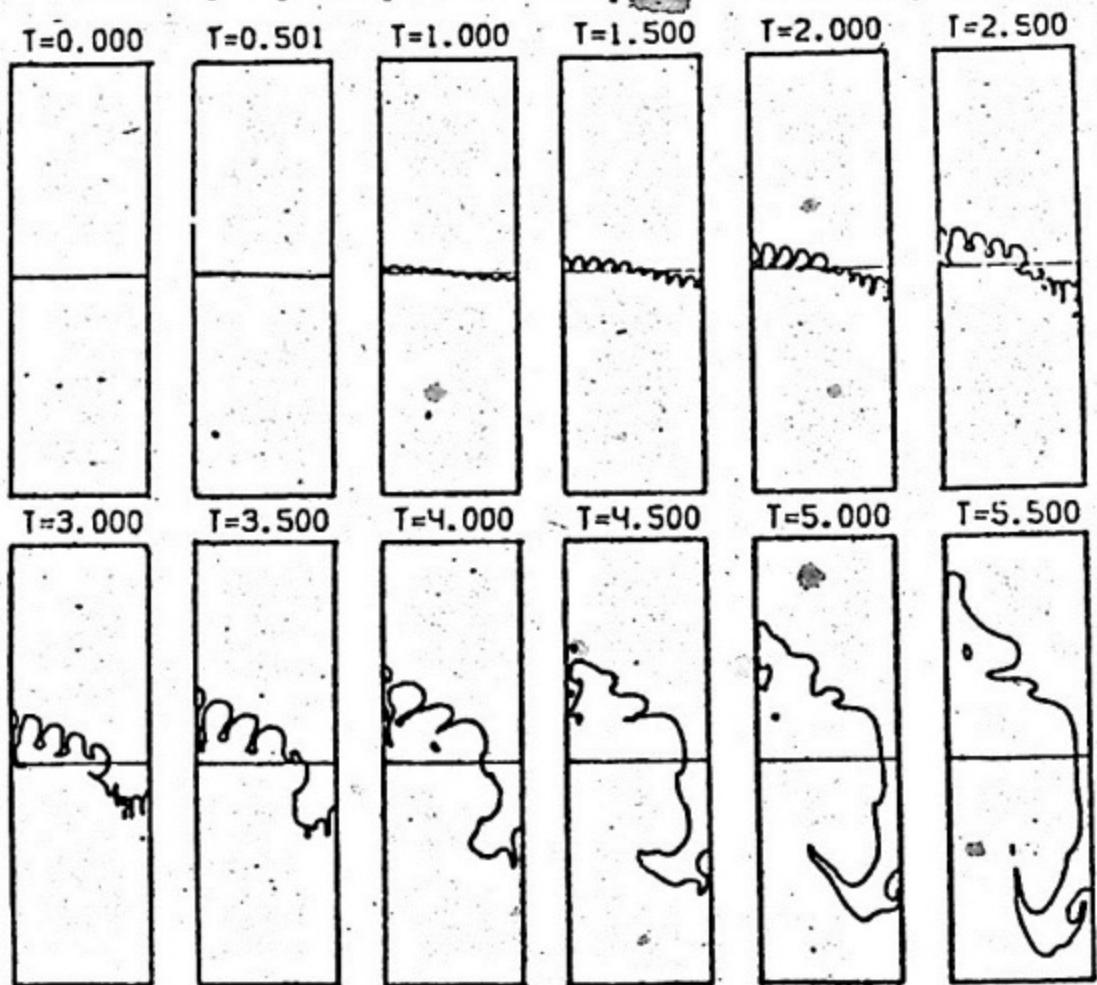


Рис.5. Развитие коротковолновой неустойчивости. Отношение периодов $\lambda_0/\lambda(t_0)=20$. Видно увеличение длины волны возмущения при его движении вниз по течению. Размер пузыря и скорость всipывания остаются неизменными.