

УДК 533.6.011.55:532.5.013.4

© 1999 г. Н.А. БЕЛОВ, А.В. МЯСНИКОВ

**О НЕУСТОЙЧИВОСТИ КОНТАКТНОЙ ПОВЕРХНОСТИ,
РАЗДЕЛЯЮЩЕЙ ДВА ГИПЕРЗВУКОВЫХ ИСТОЧНИКА**

В настоящей работе предпринята попытка численного исследования модифицированным методом Годунова неустойчивости стационарного течения, возникающего при взаимодействии плоских или пространственных гиперзвуковых источников, как в модели идеального газа, так и с учетом эффектов влияния нелинейной теплопроводности. Полученные результаты согласуются с результатами линейной теории. В модели адиабатического течения идеального газа найденное решение зависит от разрешающей способности расчетной сетки. При учете в постановке задачи нелинейной теплопроводности решение, найденное в этом случае, начиная с некоторого разрешения сетки, перестает зависеть от него и точно описывает неустойчивость стационарного течения, причем тип неустойчивости конвективный.

В рамках модели идеального совершенного газа задача о стационарном взаимодействии двух сверхзвуковых источников была детально изучена в [1, 2]. Было показано, что в гиперзвуковом приближении, которое реализуется, когда расстояние между источниками много больше их критических радиусов, при фиксированных показателях адиабат обоих источников решение задачи полностью определяется лишь двумя безразмерными параметрами – отношением динамических напоров источников Λ и отношением их критических скоростей χ . При этом геометрическая структура течения (положение и форма поверхностей разрывов) зависит только от Λ , а влияние параметра χ в стационарном решении сводится лишь к перенормировке полей скорости и плотности, взятых из решения с $\chi = 1$. При $\chi \neq 1$ контактная поверхность становится также поверхностью тангенциального разрыва и возникает вопрос об устойчивости такой поверхности и всего стационарного течения.

Поскольку газодинамические характеристики области взаимодействия источников представляют не только гидродинамический, но и определенный астрофизический интерес [3–6], влияние на эти характеристики возможной нестационарной картины течения может иметь практическое применение.

В настоящей работе предпринята попытка численного исследования неустойчивости стационарного течения, возникающего при взаимодействии плоских или пространственных гиперзвуковых источников. В расчетах использовалась схема Годунова [7], модифицированная в соответствии с методикой [8]. Расчеты показали, что применяемая при аппроксимации уравнений Эйлера схема позволяет обнаружить неустойчивость стационарного течения, при этом найденное нестационарное решение в окрестности критической точки хорошо согласуется с результатами линейной теории неустойчивости тангенциального разрыва для течений несжимаемой жидкости с критической точкой [9–11]. Однако это решение сильно зависит от разрешения расчетной сетки, что можно объяснить влиянием численной диссипации. При учете реального диссипативного процесса (нелинейной теплопроводности) зависимость решения от разрешения сетки пропадает, что позволяет корректно исследовать физическую неустойчивость поверхности раздела газов, в частности определить ее тип.

1. Постановка задачи. Характерная структура стационарного течения, возникающего при взаимодействии плоских или пространственных сверхзвуковых источников, в рамках модели невязкого не теплопроводного газа представлена на фиг. 1. Течение включает в себя область взаимодействия I + II, заключенную между ударными волнами F и G и разделенную контактной поверхностью S, и области III и IV невозмущенного радиального истечения газа от источников (вне сфер критических радиусов).

Течение в областях I, II описывается уравнениями Эйлера, в областях III, IV – точным решением, получающимся из уравнения неразрывности, интеграла Бернулли и условия адиабатичности. В системе координат r, z (цилиндрической в случае пространственных источников и декартовой в случае плоских) с началом в центре левого источника это решение в гиперзвуковом приближении имеет следующий безразмерный вид:

$$U = 1, \rho = (r^2 + z^2)^{-0,5\nu}, p = 0 \quad (1.1)$$

$$U = \chi, \rho = \Lambda \chi^{-2} [r^2 + (2 - z)^2]^{-0,5\nu}, \quad (1.2)$$

$$p = 0$$

для областей III и IV соответственно. Здесь ρ, p, U – плотность, давление и абсолютная величина скорости в точке (r, z) ; длины отнесены к половине расстояния между центрами источников d , скорости – к максимальной скорости истечения для левого источника V_1 , плотности и давления – к $q_1/d^2 V_1$ и $q_1 V_1/d^2$ соответственно, где q_1 – массовый расход левого источника в единичном плоском или телесном угле; $\nu = 1$ для плоских и $\nu = 2$ для пространственных источников.

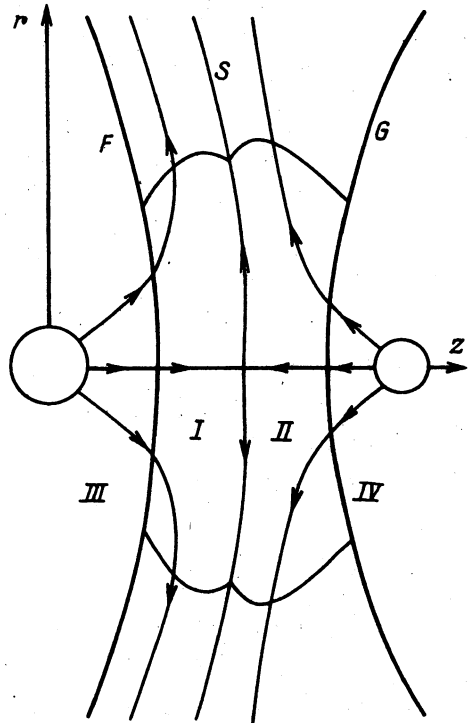
Параметр $\Lambda = q_2 V_2/q_1 V_1$ представляет собой отношение динамических напоров источников и при фиксированных показателях адиабат газов полностью определяет геометрическую структуру стационарного течения [1, 2]. При $\Lambda = 1$ контактная поверхность плоская, а картина течения симметрична относительно нее, при $\Lambda \neq 1$ контактная поверхность становится вогнутой в сторону источника с более слабым напором.

Другой параметр, $\chi = V_2/V_1$, характеризует отношение критических (или максимальных) скоростей истечения. При $\chi = 1$ все газодинамические поля непрерывны на контактной поверхности. При $\chi \neq 1$ плотность и скорость для стационарного течения в областях II, IV выражаются через поля, полученные при $\chi = 1$, с помощью простого правила пересчета [1]

$$v = \chi v|_{\chi=1}, \quad \rho = \chi^{-2} \rho|_{\chi=1} \quad (1.3)$$

а давление во всей области течения от χ не зависит. При этом контактная поверхность становится поверхностью тангенциального разрыва.

Свойство перенормировки стационарного течения позволяет сформулировать постановку задачи о неустойчивости стационарного течения и контактной поверхности



Фиг. 1. Схема стационарного взаимодействия сверхзвуковых источников. F, G – ударные волны, S – контактная поверхность

следующим образом. Пусть для некоторого Λ имеется решение, отвечающее стационарному течению с $\chi = 1$, и численно рассчитанное в области I + II, ограниченной ударными волнами F , G и прямыми $r = 0$ и $r = r_{\max}$ ($|r| = r_{\max}$ для $v = 1$) где граница r_{\max} выбирается так, что течение на ней всюду сверхзвуковое. Пусть также задано $\chi \neq 1$. Перенормированное описанным выше способом решение будем считать начальным для нахождения нестационарного решения задачи. В точной постановке необходимо также задать начальное поле (малых) возмущений. Поскольку при реализации разностного аналога описанной задачи возмущения генерируются в процессе численного расчета, необходимости задания их начального поля (хотя это и возможно) нет. Определение отклика стационарного решения на такие возмущения и будет целью исследования.

Чтобы упростить задачу, а также для удобства сравнения результатов с уже известными примем ряд допущений. Показатели адиабат обоих газов будем считать одинаковыми и равными $5/3$. Положим также $\Lambda = 1$, что исключает исследование влияния кривизны контактной поверхности на устойчивость течения. Таким образом, будем исследовать решение поставленной задачи в зависимости от параметра пространственной симметрии задачи v и параметра χ , относительно которого можно заметить, что достаточно рассмотреть диапазон $0 < \chi < 1$, поскольку диапазон $\chi > 1$ при переобозначении источников сводится к предыдущему.

Отметим важное свойство стационарного течения. В некоторой окрестности критической точки (где число Маха достаточно мало) выполняется приближение несжимаемой жидкости и течение описывается простым решением. Действительно, линии тока, проходящие сквозь эту окрестность, до нее пересекают почти прямой скачок, следовательно, течение вблизи оси симметрии и в окрестности критической точки можно считать потенциальным с обеих сторон от контактного разрыва. Анализ поля скорости показывает, что в этой окрестности составляющие скорости являются почти линейными функциями своих координат, поэтому течение газа в ней может быть описано соотношениями

$$v_j = \{a_j r, -v a_j (z - 1)\}$$

$$\rho_j = \rho_j^*, \quad p_j = p^* - \rho_j^* |v_j|^2 / 2, \quad j = 1, 2 \quad (1.4)$$

где звездочкой отмечены плотность и давление торможения. В силу условий (1.3) $\rho_1^* = \chi^2 \rho_2^*$, а с учетом (1.4) $a_2 = \chi a_1$ и как следствие

$$\rho_1^* a_1^2 = \rho_2^* a_2^2 \quad (1.5)$$

Соотношения (1.4) и (1.5) определяют стационарные течения несжимаемой жидкости, которые рассматривались в качестве основных при линейном анализе неустойчивости тангенциального разрыва в [9, 10]. Следовательно, в окрестности критической точки, размер которой определяется требуемой точностью выполнения предположения о несжимаемости, должны быть справедливы результаты линейной теории, которые зависят от тех же двух безразмерных параметров v и χ . Не стоит забывать, однако, что численное решение при достаточно больших временах должно описывать нелинейную стадию развития возмущений.

При исследовании нестационарного течения использовалась схема Годунова [7], позволяющая как выделять поверхности разрывов, так и получать все особенности решения в процессе сквозного счета. В настоящих расчетах выделялись лишь ударные волны F , G . Для улучшения качества расчетов использовалась методика [8]. Хотя модифицированная таким образом схема формально остается первого порядка аппроксимации, многочисленные тестовые расчеты показали, что процедура [8] является простейшей по реализации и в то же время наиболее эффективной на четырехугольных неоднородных ячейках. В расчетах использовалась сетка $M \times N$, образованная отрезками N неподвижных прямых $r = r_n = (n - 1)\Delta r$, $\Delta r = \text{const}$ ($n = 1, \dots, N$) с

Вариант	ν	χ	Γ	r_{\max}	$M \times N$	Фигура
1	2	0,5	—	1,875	90 × 150	—
2	2	0,5	—	1,875	90 × 300	2, а
3					90 × 600	—
4					180 × 600	2, б
5				0,938	90 × 600	—
6	1	0,5	—	1,875	180 × 600	3
7	2	0,1	—	1,875	90 × 300	4
8	2	0,1	0,1	0,938	90 × 150	5, а
9					180 × 300	5, б
10	2	0,01	1	0,938	80 × 140	6, а
11					160 × 280	6, б

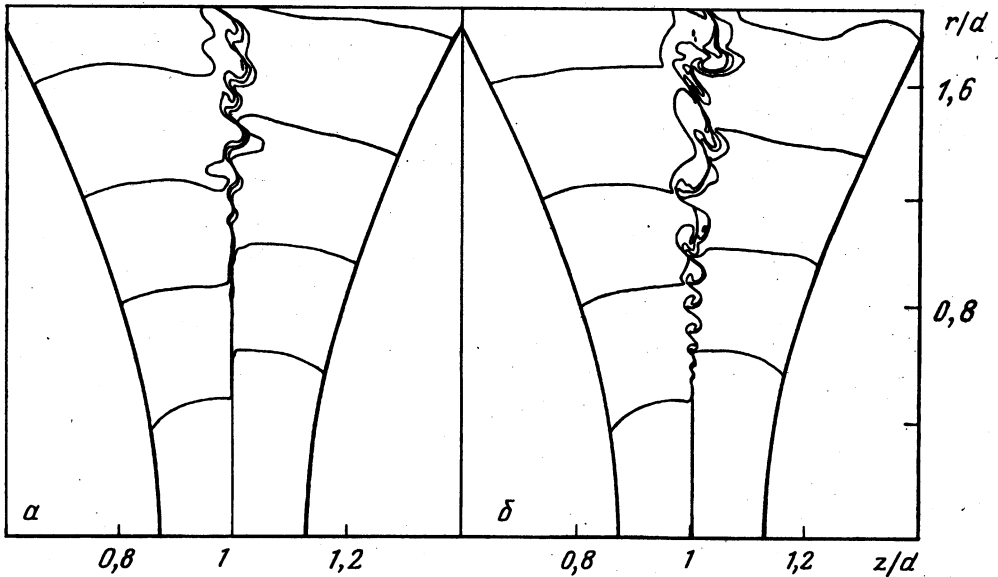
равномерно расставленными между ударными волнами M узлами. Расчетная методика многократно тестировалась, в частности сравнением с результатами расчетов стационарного решения рассматриваемой задачи с помощью схемы [12, 13], использовавшейся в [1, 2], а также на некоторых одномерных нестационарных течениях [14].

2. Результаты расчетов и их анализ. В настоящей работе приведены результаты расчетов в момент времени $t = 18$ для параметров задачи и расчетной сетки, представленных в таблице.

Рассмотрим сначала решение поставленной задачи для осесимметричного случая $\nu = 2$ с $\chi = 0,5$. Расчеты показали, что структура нестационарного течения существенным образом зависит от параметров сетки. Так, расчет для варианта 1 показал отсутствие неустойчивости контактной поверхности. Хотя на малых временах численное решение реагирует на конечное возмущение, вносимое перенормировкой (1.3), в дальнейшем это возмущение сносится вниз по потоку и уже при $t = 2$ контактная поверхность становится устойчивой по отношению к малым возмущениям, вносимым разностной схемой. Результаты расчетов на более подробных сетках (варианты 2–5) показывают, что начальное возмущение, вносимое перенормировкой, также быстро уносится из расчетной области, однако разрешающей способности сетки оказывается достаточно для обнаружения отклика стационарного решения на малые возмущения, вносимые разностной схемой.

Критическая точка во всех вариантах неподвижна, а амплитуда возмущения поверхности контакта становится заметной, лишь начиная с некоторого расстояния $r = r_s$ от критической точки, уменьшающегося с увеличением разрешающей способности сетки как по r , так и по z . Более того, контрольный расчет, проведенный для варианта 4 вплоть до момента времени $t = 36$, показал, что начиная с некоторого момента времени ($t = 6$) координата "ножки" устойчивости r_s практически не меняется, а неустойчивая структура заключена внутри некоторого конуса (стоящего на этой ножке), вложенного в область I + II. Для иллюстрации структуры нестационарного течения, а также его зависимости от параметров сетки на фиг. 2 приведены изолинии логарифма плотности в областях I + II для вариантов 2 и 4.

Поскольку отмеченные свойства решения проявляются в непосредственной окрестности критической точки (включающей в себя другую окрестность, в которой верно предположение о несжимаемости), можно ожидать, что в этой окрестности справедливы результаты линейного анализа устойчивости течения (1.4)–(1.5), тем более что амплитуда возмущений в этой окрестности мала. В [9, 10] было показано, что форма неустойчивости поверхности разрыва определяется суперпозицией растущих



Фиг. 2. Изолинии логарифма плотности при $t = 18$ для случая $\nu = 2$, $\chi = 0,5$ с параметрами сетки $r_{\max} = 1,875$ и $M \times N = 90 \times 300$ (а), 180×600 (б)

нормальных мод, имеющих в используемых обозначениях вид

$$z = 1 + |r| \exp i(k \ln |r| - \omega \tau), \quad |k| > k_0 \equiv \frac{1 + \chi}{1 - \chi} \sqrt{\frac{5\nu + 3}{2}} \quad (2.1)$$

$$(1 + \chi^2)\omega = K(1 + \chi) \pm \sqrt{0,5(\nu - 1)(1 + \chi^2) - (1 - \chi)^2 K^2}, \quad K = k - i(3 + \nu)/2 \quad (2.2)$$

где $\tau = a_1 t$, а k – волновое число. Из (2.1) следует, что возмущения в самой критической точке ($z = 1, r = 0$) затухают, что объясняет полученную в расчетах неподвижность критической точки. Наличие ножки устойчивости $0 \leq r < r_s$ также можно объяснить с помощью линейной теории, которая благодаря существованию $k_0 > 0$ позволяет получить простую оценку снизу для r_s .

Действительно, из (2.1) нетрудно видеть, что для фиксированного $k > 0$ координаты гребней нормальной моды и соответствующая некоторому целому m длина волны даются соотношениями

$$r_m = \exp[(\tau \operatorname{Re} \omega + 2\pi m) / k] \\ \lambda_m \equiv r_m - r_{m-1} = r_m [1 - \exp(-2\pi/k)] \quad (2.3)$$

Введем теперь параметр Δ , моделирующий конечную разрешающую способность расчетной сетки по r (его можно взять равным нескольким Δr), при этом будем считать, что по z схема обладает бесконечной разрешающей способностью. Из условия $\lambda_m > \Delta$ с учетом (2.3) получим

$$r_m > \frac{\Delta}{1 - \exp(-2\pi/k)} \quad (2.4)$$

Правая часть этого неравенства – монотонная функция от k , и поскольку для растущих мод $k > k_0$ она имеет минимум

$$r_{k_0} = \frac{\Delta}{1 - \exp(-2\pi/k_0)} \quad (2.5)$$

при $r \leq r_{к0}$ неустойчивость не может быть замечена в расчетах на равномерной по r сетке для любого $\Delta \neq 0$.

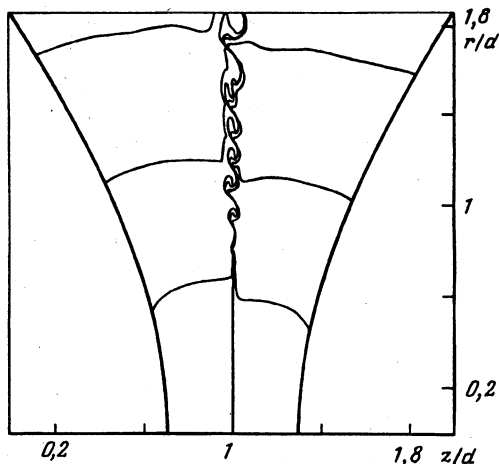
Для всех рассмотренных вариантов $r_s \gg r_{к0}$, что можно объяснить двумя причинами. Во-первых, граница $r_{к0}$ соответствует нейтральной моде, тогда как из (2.2) следует, что моды с большим k имеют большую скорость роста, а согласно (2.4), и большую ножку. Во-вторых, в оценке (2.5) не учтена конечная разрешающая способность сетки по z , в то время как сравнение результатов для вариантов 3 и 4 указывает на тенденцию уменьшения r_s при уменьшении шага по z .

Из анализа (2.1)–(2.2) также следует [11], что как при уменьшении v (плоский случай), так и при уменьшении χ скорость роста возмущений увеличивается. При этом уменьшается k_0 , что в свою очередь, согласно (2.5), ведет к уменьшению $r_{к0}$. Можно ожидать, что в численных расчетах координата ножки r_s сохранит такую же зависимость от v и χ , как и ее нижняя граница $r_{к0}$. Действительно, на фиг. 3 представлены изолинии логарифма плотности для плоского течения в верхней полуплоскости $r \geq 0$ области взаимодействия I + II (вариант 6, течение в нижней полуплоскости качественно совпадает с течением в верхней, но не симметрично ему). Разрешающая способность схемы по r в варианте 6 такая же, а по z несколько хуже, чем в варианте 2, тем не менее возмущение контактной поверхности начинается ближе к критической точке, а амплитуда колебаний в плоском случае больше. Уменьшение χ (вариант 7) при тех же параметрах сетки, как в варианте 2, также ведет к усилению неустойчивости, в чем легко убедиться, если сравнить фиг. 4 и 2, а. В варианте 7 в отличие от всех предыдущих вариантов конус, внутри которого заключена неустойчивая структура, пересекает ударные волны, причем в дозвуковой области течения, и это вызывает не только искажение их форм, но и приводит к увеличению толщины области взаимодействия на оси симметрии.

Таким образом, свойства полученного численного решения, описывающего нестационарное течение, в окрестности критической точки хорошо согласуются с точными результатами линейной теории [9–11]. Однако некоторые его свойства совершенно расходятся с результатами работы [6]. В этой работе для плоского случая с $\chi = 0,5$ (ср. с вариантом 6) на равномерной по z и по r сетке получено решение, в котором отсутствует ножка устойчивости, а критическая точка колеблется. Кроме того, в этой работе утверждается, что неустойчивость в осесимметричном случае выражена сильнее, чем в плоском, особенно в окрестности оси симметрии. Последнее утверждение кажется противоречащим даже здравому смыслу: большая расходимость потока в осесимметричном случае должна уменьшать скорость роста возмущений по сравнению с плоским случаем. Тем не менее, поскольку два численных решения обладают разными свойствами, возникает естественный вопрос: какое из них отражает физическую (т.е. следующую из постановки задачи) неустойчивость, а в каком доминируют численные эффекты.

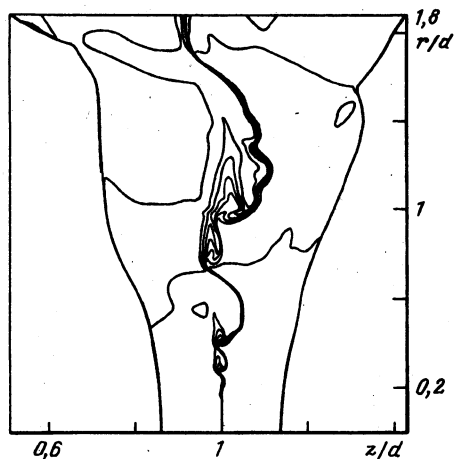
Для ответа на вопрос сделаем два предварительных замечания.

Во-первых, постановка линейной задачи устойчивости в рамках уравнений Эйлера несет в себе физическую некорректность (см. (2.2)): скорость роста возмущения растет до бесконечности с увеличением его волнового числа. В реальном течении коротковолновые возмущения всегда подавляются тем или иным физическим процессом. Введение в постановку задачи такого процесса позволяет избавиться от указанной выше некорректности. Для двумерных течений с критической точкой задача в такой постановке пока не решена, однако имеются исследования для классического одномерного течения несжимаемой жидкости с тангенциальным разрывом [15, 16], которые показывают, что в рамках такой постановки удастся не только избавиться от некорректности коротковолновой неустойчивости, но также определить тип получаемой неустойчивости. При этом получаемые критерии абсолютной неустойчивости зависят от конкретного процесса. Например, критерий абсолютной неустойчивости, полученный при учете поверхностного натяжения [15] приме-



Фиг. 3

Фиг. 3. То же, что на фиг. 2, для $\nu = 1$, $\chi = 0,5$ с $r_{\max} = 1,875$ и $M \times N = 180 \times 600$



Фиг. 4

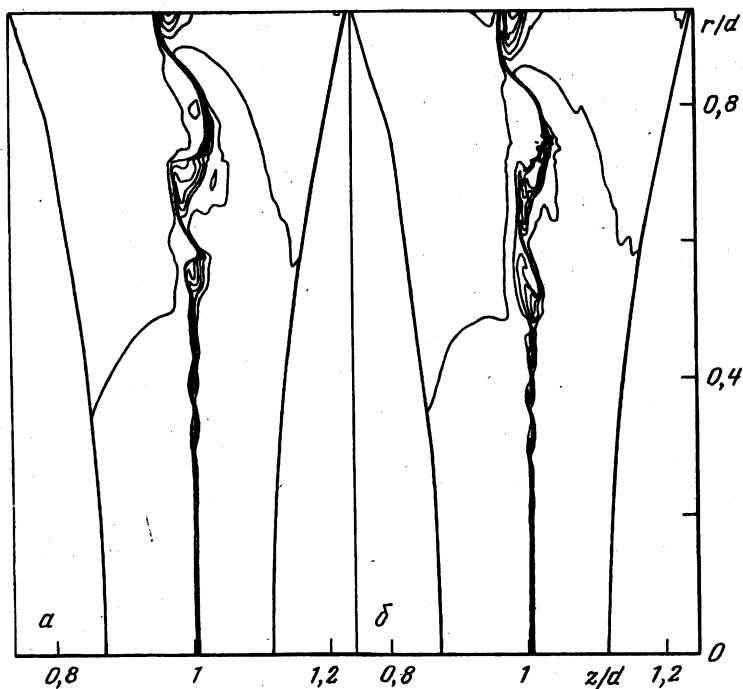
Фиг. 4. То же, что на фиг. 2, для $\nu = 2$, $\chi = 0,1$ с $r_{\max} = 1,875$ и $M \times N = 90 \times 300$

нительно к течению с критической точкой (см. [11]), имеет вид $\chi < 2 - \sqrt{3}$, в то же время предположение о конечной толщине поверхности тангенциального разрыва, где скорость меняется монотонно [16], приводит к выводу о конвективной неустойчивости течения для всего диапазона $0 < \chi < 1$.

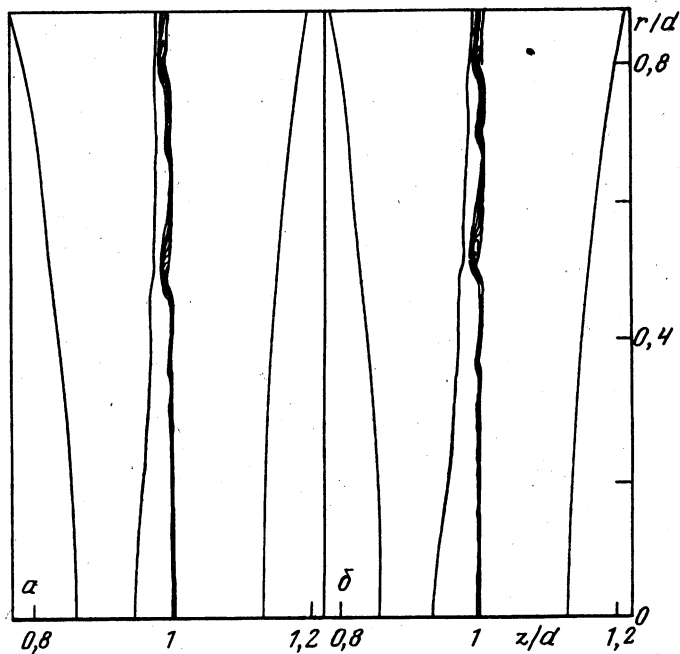
Во-вторых, каждая численная схема, реализующая уравнения Эйлера, имеет свой механизм (вычислительной природы) подавления коротковолновой неустойчивости, который, по-видимому, одновременно устанавливает свой критерий абсолютной неустойчивости. Тогда, если схема дает лишь конвективную неустойчивость, в окрестности критической точки после сноса начальных, возможно не малых, возмущений должно установиться решение с малыми (генерируемыми схемой) сносимыми возмущениями в соответствии с линейной теорией. Если для некоторого диапазона χ схема дает абсолютную неустойчивость, решение не обязано соответствовать линейной теории.

Особенности схемы [7, 8], применяемой в настоящих расчетах, таковы, что поверхность тангенциального разрыва "размазывается" на одну-две ячейки с монотонными профилями разрывных газодинамических параметров, т.е. реализуется двумерный аналог условий работы [16]. Поэтому можно ожидать (а результаты расчетов это подтверждают) развития конвективной неустойчивости. С другой стороны, результаты расчетов [6] свидетельствуют о наличии осцилляций (немонотонности) вокруг поверхностей разрывов, что, возможно, является причиной развития абсолютной неустойчивости.

С учетом сделанных замечаний на вопрос о корректности численных решений можно ответить следующим образом. В рамках имеющейся постановки задачи как в настоящих расчетах, так и в расчетах [6] присутствуют численные эффекты. Однако, как уже отмечалось ранее, численное решение, полученное в настоящей работе, существенно зависит от разрешающей способности сетки, и можно предположить, что при ее увеличении это решение будет приближаться к решению задачи в точной постановке, по мере того как монотонные профили схемной природы будут стремиться к разрывному решению, а влияние численных эффектов – к нулю. При учете же в постановке задачи какого-нибудь диссипативного процесса, характерного для подобных течений, преимущество этого решения должно выразиться в том, что, начиная с некоторого разрешения сетки (когда численная диссипация будет меньше



Фиг. 5. То же, что на фиг. 2, для $\Gamma = 0,1$, $\nu = 2$, $\chi = 0,1$ с $r_{\max} = 0,938$ и $M \times N = 90 \times 150$ (а), 180×300 (б)



Фиг. 6. То же, что на фиг. 2, для $\Gamma = 1$, $\nu = 2$, $\chi = 0,01$ с $r_{\max} = 0,938$ и $M \times N = 80 \times 140$ (а), 160×280 (б)

физической), решение перестанет зависеть от него и будет описывать реальное нестационарное течение.

3. Учет нелинейной теплопроводности. Для проверки этой гипотезы рассмотрим модель невязкого газа с нелинейной теплопроводностью. Для реализации этой модели необходимо в правую часть уравнения энергии добавить член $-\nabla \cdot \mathbf{q}$, где в принятой системе обезразмеривания $\mathbf{q} = -\Gamma(p/\rho)^\alpha \nabla(p/\rho)$. Для случая $\alpha = 5/2$, описывающего влияние электронной теплопроводности – диссипативного процесса, который оказывает наибольшее влияние на структуру области взаимодействия звездных ветров в широких двойных системах, решение задачи, а также используемый численный метод были подробно описаны в [17]. В частности, было отмечено, что для данной модели газа, во-первых, в стационарном решении разрыв плотности и скорости заменяется на гладкий монотонный профиль (контактный разрыв "размазывается"), а, во-вторых, теплопроводность с достаточно малым коэффициентом Γ ослабляет, но не подавляет неустойчивость, если она имела место в нетеплопроводном газе.

На фиг. 5, представлено решение при $t = 18$ для набора параметров вариантов 8 и 9. Разрешающая способность сетки для варианта 8, соответствующего первой из фигур, та же, что и для варианта 7, а для варианта 9 в 4 раза выше. Сравнение фиг. 4 и 5, а показывает, что в целом неустойчивость в окрестности критической точки в случае с теплопроводностью развивается слабее, на что указывают большая ножка и меньшая амплитуда возмущений поверхности раздела газов, несколько смещенной относительно прямой $z = 1$ вследствие "испарения" холодного газа. Из сравнения фиг. 5, а и б видно, что картина течения теплопроводного газа практически не меняется (за исключением некоторых мелкомасштабных деталей) при четырехкратном увеличении разрешения сетки в отличие от течения идеального газа (ср. фиг. 5 и 2).

Одновременное увеличение Γ и уменьшение χ подтверждает вывод о почти полной независимости найденного численного решения от разрешения сетки. Этот факт иллюстрирует фиг. 6, на которой представлено решение для вариантов 10 и 11.

Полученные результаты позволяют заключить, что диссипация, вызванная нелинейной теплопроводностью, для достаточно мелкой сетки превалирует над численной диссипацией, следовательно, полученное решение описывает физическую неустойчивость стационарного течения, причем неустойчивость поверхности раздела газов носит конвективный характер.

Заключение. Численное исследование неустойчивости контактной поверхности, разделяющей два гиперзвуковых источника, показало следующее. Развитие неустойчивости в окрестности критической точки происходит в соответствии с линейной теорией [9–11], предсказывающей, в частности, неподвижность самой критической точки и существование ножки устойчивости для конечной разрешающей способности сетки по r . В плоском случае скорость роста возмущений при прочих равных условиях выше, чем в осесимметричном. При уменьшении отношения критических скоростей источников неустойчивость усиливается, а для достаточно малых значений даже может изменить взаиморасположение ударных волн (увеличить толщину ударного слоя). Однако развитие неустойчивости в расчетах зависит не только от определяющих параметров задачи, но и от разрешающей способности сетки, что можно объяснить влиянием численной диссипации. При учете реального диссипативного процесса, такого как нелинейная теплопроводность, зависимость нестационарного решения от разрешения сетки, начиная с некоторого, пропадает, что позволяет корректно описать физическую неустойчивость стационарного течения и поверхности раздела газов и, в частности, определить тип неустойчивости.

Авторы благодарят В.Б. Баранова и А.Г. Куликовского за ряд полезных замечаний при обсуждении работы.

А.В. Мясников благодарит Monbusho Grant-in-Aid for Encouragement of Young Scientists за финансовую поддержку на начальной стадии исследований (код проекта 93180).

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00738).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лебедев М.Г., Мясников А.В.* Взаимодействие двух сверхзвуковых потоков, порожденных пространственными источниками // Вычислительные методы аэродинамики / Под ред. В.М. Пасконова, Г.С. Рослякова. М.: Изд-во МГУ, 1988. С. 3–29.
2. *Лебедев М.Г., Мясников А.В.* Взаимодействие двух сверхзвуковых радиальных потоков газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1990. № 4. С. 159–165.
3. *Myasnikov A.V., Zhekov S.A.* Colliding stellar winds in WR + O binary systems // *Astrophys. Space Sci.* 1991. V. 184. № 2. P. 287–293.
4. *Myasnikov A.V., Zhekov S.A.* Modelling of X-ray emission from WR + O binary systems // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1993. V. 260. № 1. P. 221–240.
5. *Zhekov S.A., Palla F., Myasnikov A.V.* X-ray emission from colliding winds in pre-main-sequence binary systems // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1994. V. 271. № 3. P. 667–673.
6. *Stevens I.R., Blondin J.M., Pollock A.M.T.* Colliding winds from early-type stars in binary systems // *Astrophys. J.* 1992. V. 386. № 1. Pt 1. P. 265–287.
7. *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
8. *Sawada K.* A multi-dimensional extension of the preproceesing approach for cell-centred finite volume scheme // *AIAA Paper.* 1991. № 1536. P. 1–9.
9. *Белов Н.А.* Неустойчивость тангенциального разрыва в плоском течении с критической точкой // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 2. С. 78–82.
10. *Белов Н.А.* Неустойчивость тангенциального разрыва в осесимметричном течении с критической точкой // Изв. РАН. МЖГ. 1997. № 6. С. 25–29.
11. *Belov N.A.* Instability of tangential discontinuity in flows with a stagnation point: Preprint № 588. М.: Inst. for Probl. Mech. RAS. 1997. 22 p.
12. *Бабенко К.И., Русанов В.В.* Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // Тр. 2-го Всесоюз. съезда по теорет. и прикл. механике. М.: Наука, 1965. Вып. 2. С. 247–262.
13. *Лебедев М.Г., Сандомирская И.Д.* Встречное взаимодействие сверхзвуковых невязких потоков газа // Вычислительные методы и программирование. М.: Изд-во МГУ, 1981. Вып. 34. С. 70–81.
14. *Zhekov S.A., Myasnikov A.V.* 1D gasdynamics of wind-blown bubbles: the effect of thermal conduction // *New Astron.* 1998. V. 3. P. 57–76.
15. *Куликовский А.Г., Шикина И.С.* О развитии возмущений на границе раздела двух жидкостей // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 5. С. 46–49.
16. *Шикина И.С.* Об асимптотике локализованных возмущений в свободных сдвиговых слоях // Изв. АН СССР. МЖГ. 1987. № 2. С. 8–14.
17. *Myasnikov A.V., Zhekov S.A.* On the influence of thermal conduction on gasdynamics of colliding stellar winds in strongly detached binary systems: Preprint № 595. М.: Inst. for Probl. Mech. RAS. 1997. 32 p.

Москва

Поступила в редакцию
14.I.1998