

К РАСЧЕТУ ТЕЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ ИСКРОВОМ ПРОБОЕ В ВОЗДУХЕ

Н. А. АРХАНГЕЛЬСКИЙ

(Москва)

Обсуждается часть результатов счета двумерной задачи о распространении пробоя в воздухе, полученных методом сеток.

1. Физический эксперимент показывает, что при определенных условиях в газах наблюдается явление пробоя (образование свободных электронов) и возникновение «искры». При этом образуется некоторый объем раскаленного газа. Так, в опыте, описанном в [1], пробой наблюдался в воздухе возмущенной плотности, а первоначальная конфигурация нагретого объема имела форму затупленного конуса.

В работе [2] сделана попытка описать количественно последующую стадию развития картины пробоя. Решение ищется в виде малого добавка к известному одномерному сферически-симметричному решению задачи о сильном взрыве [3]. Используется подход, позволяющий находить лишь форму и параметры ударной волны и не дающий возможности определить течение внутри возмущенной области. При этом делаются многочисленные и не всегда оправданные в достаточной степени допущения: используется квазидномерное приближение («лучевая теория»), предполагается автомодельность движения в целом и т. п.

В настоящей работе задача решается в строгой двумерной постановке. Ее решение позволяет определить параметры течения во всей возмущенной области. При этом четко выявляется не только воздушная ударная волна, но и граница между раскаленным газом и окружающей средой при всех значениях времени. Численный алгоритм и его программа позволяют достаточно широко варьировать исходные параметры задачи, а также учитывать реальные свойства воздуха при высоких температурах.

2. Расчет производился конечно-разностным методом [4], позволяющим проводить расчеты в подвижных и неподвижных сетках как с выделением ударных волн и контактных поверхностей, так и с представлением разрыва в виде узких зон с большими градиентами газодинамических характеристик. В настоящей работе использовалось выделение ударной волны и контактной поверхности.

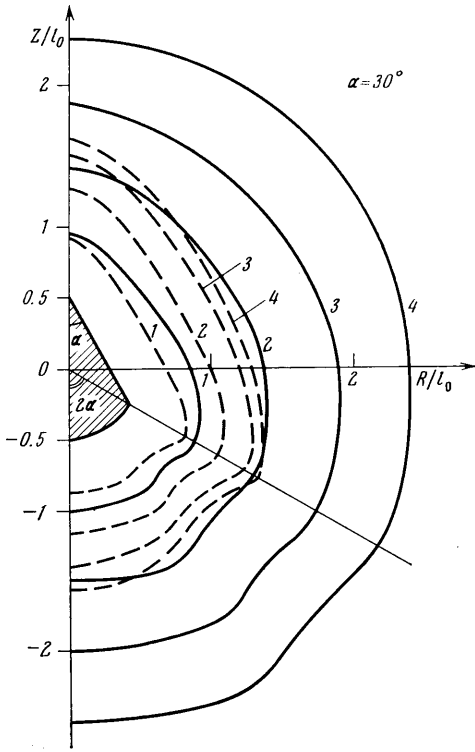
Область первоначального пробоя, заполненная раскаленным воздухом, выбиралась ограниченной с одной стороны конической поверхностью с углом при вершине в осевом сечении 2α (угол фокусировки), а с другой — поверхностью сферы радиуса $l_0/2$, где l_0 — «длина» искры, принятая за характерный размер. Начало координат помещалось в точке, являющейся центром сферы и удаленной от вершины конуса на расстояние $l_0/2$.

Расчетная сетка строилась следующим образом. Задавался веер неподвижных лучей, выходящих из начала координат, на каждом из которых было взято две характерные подвижные точки. Одна точка отмечала расстояние от начала координат до ударного фронта, другая — от начала координат до контактной поверхности, разделяющей раскаленную и холодную среды. Отрезок луча, заключенный между характерными точками, и отрезок, заключенный между началом координат и ближайшей характерной точкой, разбивались в свою очередь на N_1 и N_2 частей соответственно. Соответствующие точки деления на соседних лучах соединялись. Как сам веер лучей, так и точки деления распределялись равномерно.

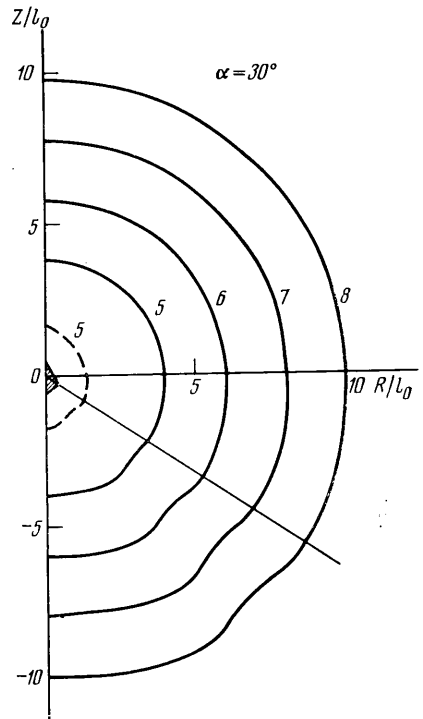
Уравнения, описывающие двумерное осесимметрическое нестационарное течение, были записаны в безразмерных переменных, которые вводились по следующим правилам: пространственные (декартовы) координаты — радиальная $r=R/l_0$, вертикальная $z=Z/l_0$, время $\tau=t/t_0$ (где $t_0=l_0/\sqrt{P_\infty/\rho'_\infty}$), давление $p=P/P_\infty$, плотность $\rho=\rho'/\rho'_\infty$, радиальная скорость $u=U/\sqrt{P_\infty/\rho'_\infty}$, осевая скорость $w=W/\sqrt{P_\infty/\rho'_\infty}$, удельная внутренняя энергия $e=E\rho'_\infty/P_\infty$. Для обеих сред (раскаленный и холодный воздух), имеющих различные термодинамические свойства, были взяты показатели адиабаты $\gamma_1=1.24$ (эффективный показатель адиабаты [5]) и $\gamma_2=1.4$ (воздух при нормальных условиях). В начальный момент времени $\tau=0$ $u=w=0$ всюду; кроме того, в области пробоя $p=p_1$, $\rho=\rho_1$, вне области пробоя $p=1$, $\rho=1$.

Замена дифференциального оператора разностным производилась с некоторыми изменениями по методике, описанной в [6]. Были просчитаны варианты при начальном значении $\rho_1=1.0$ и следующих p_1 и углах α : а) $p_1=100$, $\alpha=30^\circ$; б) $p_1=1000$, $\alpha=30^\circ$; в) $p_1=100$, $\alpha=20^\circ$. Ниже обсуждаются часть результатов счета варианта а) и кратко вариант в).

На фиг. 1 изображены положение и форма ударной волны (сплошные линии) и контактной поверхности (пунктирные линии) для моментов времени 0,087, 0,252, 0,491, 0,783, обозначенных соответственно цифрами 1–4. Изображена лишь половина полной картины. Видно, что форма волны, близкая вначале к конической, быстро приближается к сферической. Форма же контактной поверхности не имеет тенденции к выходу на сферу. Обращает на себя внимание деформация удельного фронта и контактной поверхности напротив (по лучу) угловой линии первоначального



Фиг. 1



Фиг. 2

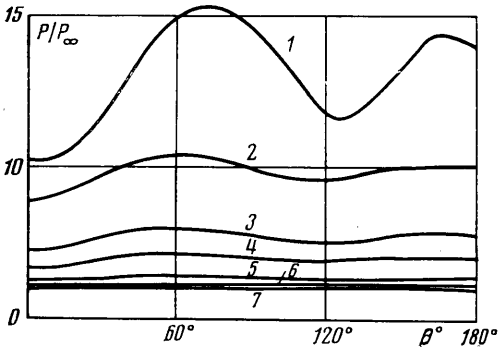
объема раскаленного газа. Подобный эффект отмечен ранее в [6] и более подробно изучен в [7]. Там, в частности, было показано, что наличие у газовых объемов в начальный момент угловых точек или линий может приводить для различных исходных данных к образованию прогибов или выпуклостей формы контактных поверхностей и ударных волн, а также к образованию вторичных ударных волн или кумулятивных струй.

В рассматриваемом здесь случае влияние угловой точки – вершины конуса – выявляется в меньшей степени из-за того, что последняя лежит на оси симметрии (в то время как течение относительно угловой линии не обладает какой-либо симметричностью). Но тем не менее оно есть. Дело в том, что быстрое расширение раскаленного газа в области пробоя приводит к резкому падению плотности. Таким образом происходит расширение газа малой плотности в среде с большей плотностью. В этом случае газ в окрестности угловых точек расширяется в большей степени, что приводит к образованию выпуклости контактной поверхности напротив угловых точек [7]. На фиг. 1 участок контактного разрыва, расположенный напротив вершины конуса, проходит большие расстояния, чем соответствующий участок, распространяющийся вниз. То же можно сказать и о движении контактной поверхности напротив угловой линии.

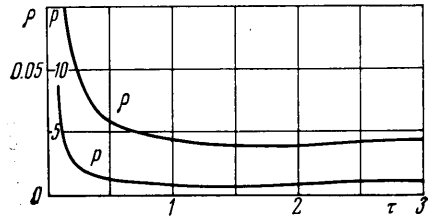
На фиг. 2 изображено положение ударной волны для более поздних моментов времени. Цифры 5–8 соответствуют значениям $\tau = 1.84, 3.41, 5.00, 6.72$. Здесь же пунктирной линией показано положение максимального расширения области горячего газа, соответствующее $\tau = \tau_s$. После этого начинается весьма медленное возвратное движение контактной поверхности (схлопывание). Для поздних значений τ

форма волны с высокой точностью близка к сферической. Однако неоднородность формы, вызванная угловой линией, продолжает оставаться.

Распределение давления p по ударному фронту изображено на фиг. 3. Здесь цифры 1-8 соответствуют приведенным выше значениям времени. Угол θ отсчитывается



Фиг. 3



Фиг. 4

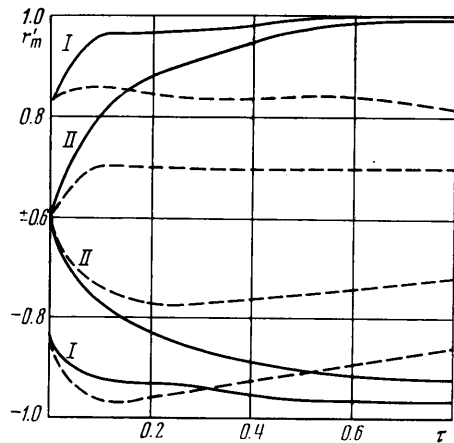
вается от положительного направления оси Oz по часовой стрелке. Обращает на себя внимание резко неоднородное распределение давления по фронту при $\tau = \tau_1$ с минимумом, расположенным напротив угловой точки ($\theta = 0$) и угловой линии ($\theta = 120^\circ$). С течением времени давление падает и неоднородность сглаживается. Быстрота падения давления и достижение высокой гладкости объясняются довольно быстрым отставанием контактной поверхности от самой волны. Качественно так же ведет себя и плотность на волне (соответствующие графики здесь не приводятся), неоднородность которой, правда, выражена менее резко.

Давление и плотность в области пробоя быстро падают, что видно из фиг. 4, где изображены их значения в центре. Расчет показал, что давление и плотность в области пробоя фактически являются функциями только времени (за исключением малых начальных моментов). Поэтому эти графики описывают изменение этих функций практически во всей зоне за контактной поверхностью.

В случае $\alpha = 20^\circ$ все качественные особенности течения остаются прежними. В частности, здесь справедливо все то, что говорилось о влиянии угловой точки и угловой линии. Количественное же различие определяется тем, что начальная энергия раскаленного газа здесь меньше ($E = PV/(\gamma_1 - 1)$, где V - конический объем, уменьшающийся вместе с α). На фиг. 5 приведены графики отношения r_{\max}/z_{\max} для $z > 0$ и $z < 0$ как функции времени для ударной волны (сплошные линии) и для контактной поверхности (пунктирные). Цифры I и II отвечают значениям $\alpha = 30$ и 20° соответственно. Для ударной волны видно асимптотическое стремление этого отношения к единице; при этом с уменьшением α скорость выхода на сферу уменьшается.

Графики распределения скоростей здесь не приводятся. Отметим только, что распределение u вдоль луча $\theta = 90^\circ$ качественно похоже на соответствующие графики распределения скоростей при цилиндрическом и сферическом взрывах.

Следует отметить, что данные о температуре, полученные в этих расчетах, носят ограниченный характер, поскольку строго не учитывались изменения свойств воздуха при высоких ($\sim 10^4 - 10^5$ K) температурах. Грубо этот учет производился лишь за счет выбора эффективного показателя адиабаты. Наконец, не учитывались и процессы переноса излучения.



Фиг. 5

Автор признателен В. П. Коробейникову, который обратил его внимание на задачу об искровом пробое, а также Л. В. Шуршалову за обсуждение ряда вычислительных и газодинамических аспектов всей задачи в целом.

Поступила 2 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Бойко В. А., Зуев В. С., Крохан О. Н., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Стойлов Ю. Ю. Нагрев вещества при фокусировке излучения оптического квантового генератора. ЖЭТФ, 1965, т. 48.
2. Panarella E., Savic P. Blast waves from a laser-induced spark in air. Canadian J. Phys., 1968, vol. 46, No. 3.
3. Седов Л. И. Движение воздуха при сильном взрыве. Докл. АН СССР, 1946, т. 52, № 1.
4. Годунов С. К., Забродин А. В., Прокопов Г. П. Разностная схема для двумерных нестационарных задач газовой динамики и расчет обтекания с отошедшей ударной волной. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1961, т. 1, № 6.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
6. Шуршалов Л. В. Численное исследование задачи о взрыве цилиндрического заряда конечной длины. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 4.
7. Шуршалов Л. В. Об одном классе двумерных нестационарных течений с ударными волнами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 2.

УДК 533.6.011

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ С ОБЫЧНЫМИ И КОМБИНИРОВАННЫМИ ПРОСТЫМИ ВОЛНАМИ

Г. Я. ГАЛИН

(Москва)

В линеаризованной постановке исследуется поведение малых возмущений в некоторых содержащих неопрокидывающиеся простые волны одномерных течениях двухпараметрической среды с произвольным уравнением состояния. Предполагается, что возмущенное течение тоже одномерно.

В средах, у которых производная $(\partial^2 p / \partial V^2)_s$ (p — давление, V — удельный объем, s — энтропия) положительна, центрированные и неопрокидывающиеся простые волны являются волнами разрежения, а их границы — слабыми разрывами. В средах, у которых производная $(\partial^2 p / \partial V^2)_s$ меняет знак, возможны, кроме того, центрированные и неопрокидывающиеся простые волны сжатия, а одна или обе их границы могут быть сильными разрывами [1]. В некоторых средах рассматриваемого класса могут образоваться две или большее число следующих в одном направлении простых волн, каждые две соседние из которых разделены скачком, распространяющимся по частицам перед и за фронтом со звуковой скоростью, различной с разных сторон разрыва. Отметим, что производная $(\partial p / \partial V)_s$ на этих скачках непрерывна.

Такую последовательность простых волн можно рассматривать как одну простую волну, но специального вида, у которой одна или несколько прямолинейных характеристик между ее границами являются разрывами упомянутого выше типа (в примере на фиг. 2 скачком соответствует обозначение 1). Число простых волн, образующих такую последовательность, и возможность возникновения в среде такого течения вообще зависят от устройства обратимых адиабат в рассматриваемом диапазоне изменения V и p , в частности при непрерывной производной $(\partial p / \partial V)_s$ от формы и числа областей, где производная $(\partial^2 p / \partial V^2)_s$ имеет разные знаки.

Простые волны специального вида, у которых хотя бы одна из границ или прямолинейных характеристик между ними является сильным разрывом, условимся называть комбинированными простыми волнами. Отметим, что комбинированные простые волны могут образовываться также в средах, у которых производная $(\partial^2 p / \partial V^2)_s$ положительна, а в некоторых точках адиабаты Пуассона имеют изломы. Такими свойст-