

УДК 534.222.2+536.25

ДВИЖЕНИЕ ГАЗА, ВЫЗВАННОЕ ТОЧЕЧНЫМ ВЗРЫВОМ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

АНДРУЩЕНКО В. А., КЕСТЕНБОЙМ Х. С., ЧУДОВ Л. А.

Задача о сильном точечном взрыве в атмосфере с экспоненциальной зависимостью плотности от высоты подробно обсуждается в монографии [1]. По мере ослабления взрывной волны становится необходимым учет противодействия и земного тяготения. При этом в центральной горячей зоне взрыва интенсифицируются газодинамические процессы и способ вычисления параметров течения в окрестности точки энерговыделения приобретает важное значение. Особенность в этой точке можно устранить, включив в рассмотрение диссипативные факторы; тогда появляется возможность использовать в горячей центральной области стандартные разностные методы.

В настоящей работе анализируются качественные и количественные эффекты противодействия и гравитации. Рассматривается модель взрыва с простым механизмом диссипации энергии, представляющим перенос тепла излучением. Расчеты взрыва доводятся до образования вихревого облака. Результаты сопоставляются с данными других авторов.

1. При взрывах в атмосфере на умеренных (5–10 км) высотах наряду с неоднородностью среды на характеристики движения существенно влияют противодействие и земное притяжение. Как показывают расчеты Тунгусского явления (см. [2]), этими эффектами нельзя пренебрегать даже при энерговыделении весьма большой ($E \sim 10^{24}$ эрг) мощности. Влияние указанных факторов приводит к качественным отличиям по сравнению с решением задачи о сильном точечном взрыве в экспоненциальной атмосфере [1]. Так, например, распределение скорости вдоль оси симметрии теряет линейный характер и приобретает локальный максимум в горячей зоне. Усиливается тенденция к вихреобразованию в возмущенной области. Со временем скорость частиц в центральной зоне начинает превышать скорость частиц в области, примыкающей к верхней части ударной волны, а между распространяющимся вверх фронтом и центром взрыва в профиле скорости образуется пологий минимум. Информация об этих особенностях решения впервые была опубликована в [3]. В расчетах авторов, произведенных практически по той же программе, по которой были вычислены таблицы сильного взрыва в экспоненциальной атмосфере (см. [1]), наблюдались упомянутые выше эффекты. Однако данные, касающиеся поведения решения в горячей зоне, имели в основном лишь качественное значение из-за использования в алгоритме некоторого приближенного способа вычисления параметров в окрестности точки взрыва.

Как известно, в задачах теории точечного взрыва в постановках, не учитывающих диссипативные процессы, в лагранжевой точке энерговыделения имеет место физическая особенность с бесконечной температурой и нулевой плотностью. В связи с этим применение здесь разностных методов крайне затруднено. В различных одномерных задачах (см. [4, 5]) в окрестности особенности используется асимптотика задачи о сильном взрыве [6]. В случае взрыва в неоднородной атмосфере представление решения в окрестности точки энерговыделения становится нетривиальным, на что указывает первый опыт решения задачи [7]. В упомянутой работе расчеты ограничивались начальной стадией взрыва, когда эффекты неоднородности проявляются еще слабо¹.

В [1, 8] для получения решения в окрестности точки энерговыделения использовался баланс энергии, написанный для достаточно крупной центральной ячейки. Отдельные слагаемые баланса энергии подсчитывались приближенно на основе гипотезы о постоянстве давления и линейном характере радиальной скорости в горячей зоне взрыва. Такой способ хорошо зарекомендовал себя при расчете сильной

¹ См. также *Русанов В. В.* Расчет и исследование многомерных течений газа методом конечных разностей: Дис. на соискание уч. ст. докт. физ.-мат. наук: М.: Ин-т прикл. матем. АН СССР, 1968.

стадии взрыва в неоднородной среде. При учете противодействия и гравитации структура течения в центральной области значительно усложняется; использование здесь описанной выше процедуры воспроизведения решения требует определенной осторожности (ср. [2]). Для уменьшения погрешности приближенных аппроксимаций нужно сильно сокращать размеры центральной ячейки, что приводит к существенному уменьшению шага по времени и делает явную разностную методику неэффективной.

Еще один подход реализован в [2, 3]. Здесь используется, в сущности, модель неточечного взрыва. В начальный момент времени задается конечный объем газа с большим постоянным давлением, соответствующим выбранной мощности, постоянной температурой и плотностью. При этом благодаря «срезке» температуры особенность в центре взрыва исчезает и расчет параметров течения во всей возмущенной области ведется по стандартной разностной схеме. Такой способ, вероятно, приемлем для моделирования Тунгусской катастрофы, однако для аккуратного расчета точечного энерговыделения в атмосфере вряд ли пригоден. Недостатком является внесение в начальные распределения произвольной температуры (плотности), величина которой, как представляется, довольно сильно влияет на скорость вертикального потока газа в горячей области.

Более перспективным является усложнение постановки задачи с включением в рассмотрение диссипативных факторов (излучения, теплопроводности, вязкости). Учет лучистой теплопроводности и вязкости приводит к более реалистичным распределениям температуры и делает возможным продолжение расчетов взрыва по единой методике до стадии образования вихревого облака.

2. Приведем сначала некоторые данные расчетов для традиционно принятой модели точечного взрыва (без диссипации энергии) в атмосфере с экспоненциально убывающими с высотой плотностью и давлением.

Исходную систему уравнений в цилиндрических координатах можно записать в следующей форме:

$$(2.1) \quad \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial r} + v \frac{\partial}{\partial z}$$

$$(2.2) \quad \frac{du}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = q_1, \quad \frac{dv}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = q_2$$

$$(2.3) \quad \frac{dT}{dt} + (\gamma - 1) T \operatorname{div} \mathbf{v} = q_3 + Q, \quad \operatorname{div} \mathbf{v} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru)$$

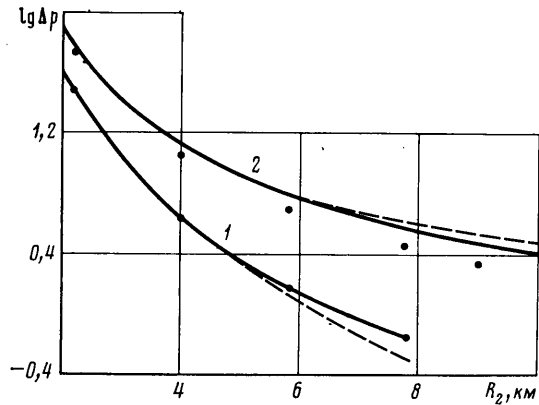
Здесь \mathbf{v} — вектор скорости с проекциями u, v на оси r, z , g — ускорение свободного падения, показатель адиабаты $\gamma = 1,4$. Смысл выражений q_1, q_2, q_3, Q будет указан ниже.

Приравнявая тождественно нулю правые части в (2.2)–(2.3), имеем систему уравнений газовой динамики. Для совершенного газа с уравнением состояния $p = (c_p - c_v) \rho T$ последнее уравнение (2.3) может быть переписано в эквивалентной форме, более удобной для вычисления давления (ср. [8]). Как обычно, граничными условиями являются соотношения Ренкина — Гюгонио, выполняющиеся на ударной волне. Постановка задачи завершается заданием начальных распределений.

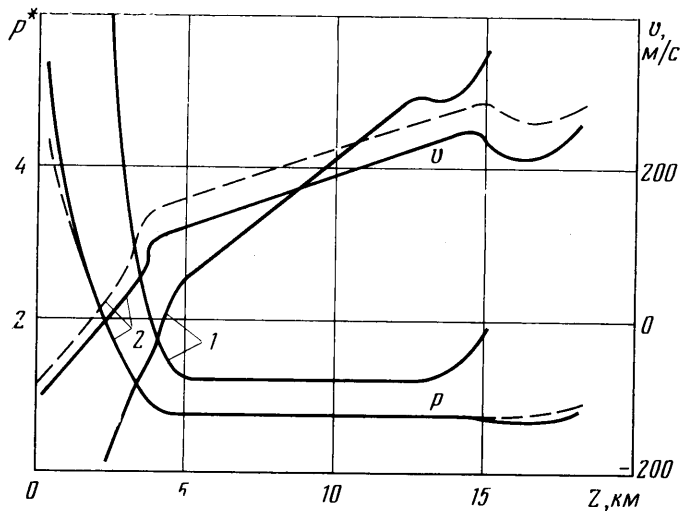
Указанная выше система уравнений после перехода к полярной системе координат интегрируется численно с помощью явной разностной схемы второго порядка точности типа предиктор-корректор (см. [1]). Для борьбы с осцилляциями применяется регуляризирующее сглаживание решения. Фронт ударной волны выделяется и включается в разностную сетку. Для вычисления фронтальных величин в отличие от [1] используется двумерная характеристическая схема, предложенная в [9]. Основные расчеты сделаны на сетке, включающей 31 луч и 30 узлов на каждом луче.

Рассмотрим результаты расчета взрыва мощности $E = 10^{24}$ эрг на высоте $H = 8$ км. В качестве начальных условий используются автомодельные распределения [6]. На фиг. 1 по оси абсцисс откладывается величина R_2 — радиус фронта ударной волны, отсчитываемый от точки энерговыделения.

По оси ординат отложена величина относительного перепада давления $\Delta p = (p_2 - p_1)/p_1$ для нижней (кривые 1) и верхней (2) точек взрывной волны (здесь p_1 — давление перед скачком, p_2 — непосредственно за скачком). Сплошные кривые отвечают результатам, полученным с учетом противодействия и земного тяготения, данные [2] отмечены точками. Видно хоро-



Фиг. 1



Фиг. 2

шее совпадение для опускающегося фронта. Хуже сравниваются результаты для поднимающейся части ударной волны, что может частично объясняться разницей в выборе характерной высоты экспоненциальной атмосферы H_* , определяемой авторами по условиям в точке энергосвободения. Однако основная причина расхождения данных заключается в несовпадении вычисляемых параметров течения в горячей зоне, влияние которой на верхнюю часть возмущенной взрывом области существенно.

Теперь рассмотрим фиг. 2, где построены профили давления $p^* = p/p_H$ (здесь p_H — атмосферное давление на высоте H) и скорости v вдоль оси z в моменты $t = 5,4$ и $10,4$ с (соответственно кривые 1, 2). Сплошные кривые соответствуют решению с учетом противодействия и земного тяготения. Под влиянием неоднородности в течении возникает определенный отсос

частиц газа снизу в верхнюю область, с этим связано и отмеченное в [1] перераспределение энергии между нижними и верхними частями возмущенной области, а также всплывание горячей центральной зоны. Противодействие усиливает этот процесс. В нижней области, где наблюдается достаточно глубокое вырождение взрывной волны (при $t=10,4$ с $p_2/p_1=1,71$), возникает характерное обратное движение газа вверх от опускающегося фронта (см. [4]). Видно, что и в верхней части течения начинают проявляться эффекты противодействия (см. кривые 1). При $t=10,4$ с перепад $p_2/p_1=3,52$; при таком вырождении уже происходит относительный отход частиц газа от поднимающегося фронта, в связи с чем в распределениях скорости и давления за верхним фронтом образуется прогиб. Торможение частиц газа в верхней области в сочетании с более интенсивным перетоком газа снизу в разреженную зону приводит к появлению максимума скорости в центральной области взрыва (кривые 2). Таким образом, качественная перестройка решения, по-видимому, связана с ослаблением ударной волны. В более поздние моменты времени наблюдается рост величины максимума скорости в горячей зоне.

Для того чтобы оценить влияние гравитации, был произведен расчет того же варианта взрыва при отсутствии сил земного тяготения ($g=0$, см. пунктирные кривые на фиг. 1, 2)². Из сопоставления данных этого расчета с результатами основного варианта можно видеть, что под действием земного притяжения взрывная волна распространяется вверх с меньшей, а вниз с большей скоростью. Верхний фронт вырождается быстрее, а нижний — медленнее. Отметим, что перепады давления в волне, идущей к Земле, без учета гравитации оказываются заниженными к моменту $t=10,4$ с примерно на 12%. Действие земного тяготения приводит к более заметному торможению частиц в верхней области и усиливает всплывание горячей зоны за счет архимедовой силы. В итоге деформация профиля скорости, начинающаяся под действием неоднородности и противодействия, усиливается из-за земного тяготения.

3. Перейдем к рассмотрению взрыва с учетом диссипативных факторов. Расчету одномерных задач о взрыве с учетом диссипации энергии посвящено большое количество работ (подробная библиография содержится в [10]). Оценки показывают, что при чрезвычайно высоких температурах, характерных для взрывов большой мощности, основным механизмом теплопередачи является излучение. Наиболее полное численное исследование одномерной задачи о взрыве с учетом излучения было проведено в [11].

Для того чтобы избежать чрезмерного усложнения постановки двумерной задачи, ограничимся при расчете переноса излучения приближением лучистой теплопроводности³. Отметим, что при распространении взрывной волны большой мощности в атмосфере для умеренных ($H \sim 10$ км) высот размеры возмущенной области на несколько порядков больше длины пробега фотонов. Следовательно, температура газа мало изменяется на расстояниях порядка свободного пробега и можно пользоваться моделью оптически толстого газа. В этом случае тепловое излучение в горячей области находится в локальном термодинамическом равновесии с газом, что служит оправданием приближения лучистой теплопроводности.

² Заметим, что случай $g=0$ является лишь иллюстративным и не имеет физического смысла при вырождении ударной волны.

³ После того как данная работа была сдана в печать, вышла статья: *Шуршалов Л. В.* Об учете излучения при расчете взрыва в неоднородной атмосфере. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1980, № 3, где была рассмотрена задача о взрыве метеорита в атмосфере с учетом излучения в диффузионном приближении.

Рассмотрим систему уравнений (2.1)–(2.3), где выражения q_1 , q_2 , q_3 , Q определяются следующими формулами:

$$(3.1) \quad q_1 = \frac{1}{\rho} \left\{ -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \mathbf{v} \right) - \frac{2\mu u^2}{r^2} + \right. \\ \left. + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\mu r \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] \right) \right\}$$

$$(3.2) \quad q_2 = \frac{1}{\rho} \left\{ -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{2}{3} \mu \operatorname{div} \mathbf{v} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(2\mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right\}$$

$$(3.3) \quad q_3 = \frac{\mu}{\rho c_v} \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \mathbf{v})^2 \right\}$$

$$(3.4) \quad Q = \frac{1}{\rho c_v} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right]$$

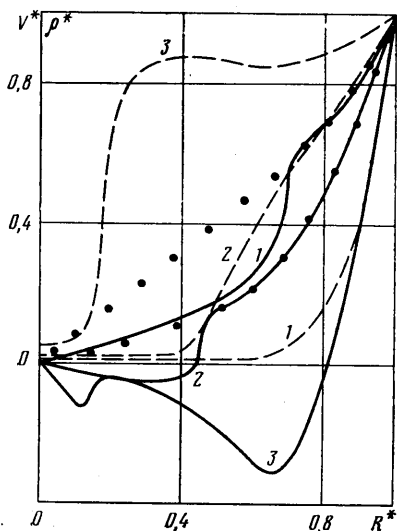
Уравнения (2.1)–(2.3) совместно с (3.1)–(3.4) являются системой уравнений Навье–Стокса для сжимаемого газа. Выражения для q_1 , q_2 , q_3 представляют влияние вязкости, соотношением (3.4) моделируется лучистая теплопроводность. Коэффициенты вязкости μ и лучистого переноса k аппроксимируются степенными зависимостями

$$(3.5) \quad \mu \sim T^\omega, \quad k \sim T^\alpha \rho^\beta$$

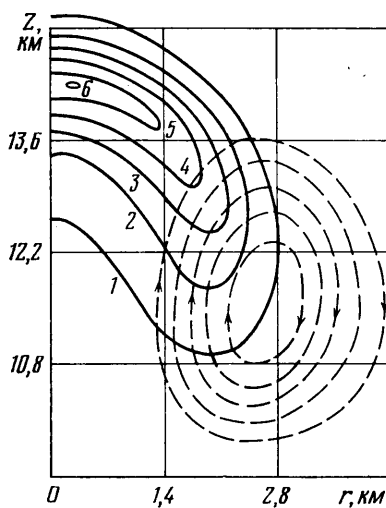
Соотношения (3.5) использовались в работах [12, 13], где с помощью асимптотических методов были получены распределения газодинамических параметров, физически правдоподобные во всем поле течения, включая горячую центральную область. Обратимся к решению системы уравнений (2.1)–(2.3), (3.1)–(3.5). Расчет взрыва реализуется в прямоугольной области с движущимися верхней, нижней и правой границами.левой границей является ось симметрии. Подвижные границы располагаются в покоящейся среде и перемещаются по мере прихода к ним возмущений из взрывной области. Используется схема сквозного счета, основанная на неявной разностной аппроксимации уравнений с расщеплением по координатам и функциям и сглаживанием решения [14]. Ввиду недивергентной записи уравнений точность численного интегрирования системы (2.1)–(2.3) контролируется по выполнению балансов массы и энергии. Ошибки за охваченный расчетом отрезок времени не превосходят 8%, причем основная доля погрешности приобретает при расчете начальной стадии взрыва с интенсивностью ударной волны $p_2/p_1 \geq 20$.

4. Приведем некоторые результаты расчета взрыва ($E=0,5 \cdot 10^{23}$ эрг, $H=10$ км) с диссипацией энергии посредством лучистого переноса тепла. Значения параметров ω , α , β были заимствованы из [13] и принимались равными соответственно 1,5, 1,5, $-2,0$. Предварительно произведены расчеты взрыва в однородной атмосфере с выделением головной ударной волны и привлечением описанного выше механизма излучения. Расчеты для одномерной задачи начинались от автомодельных распределений [6] (радиус сферической возмущенной области $R_0=0,015H_*$) и проводились для нескольких вариантов «срезок» температуры в центре взрыва. Например, плотность в окрестности точки взрыва выбиралась равной 0,05, 0,1 и 0,2 значения плотности на фронте. При этом во всех вариантах уже после

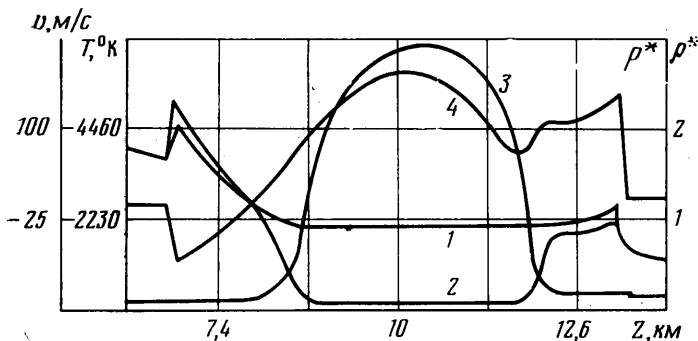
четырёхкратного расширения сферической области распределения газодинамических функций практически не отличаются друг от друга. Температура горячей области сильно падает под действием лучистой теплопроводности, для крайних вариантов она к моменту четырёхкратного расширения начальной сферической полости различается не более чем на 5% и достигает 230 000К (в начальный момент температура в центре взрыва имеет порядок 1 000 000К). При десятикратном увеличении радиуса воз-



Фиг. 3



Фиг. 5



Фиг. 4

мущенной области температура в центре уменьшается до 35 000К. Так выработаются распределения параметров в области взрыва с близким к реалистическому нагревом центральной зоны, не зависящим от «срезки» температуры в автомодельном решении.

На фиг. 3 показаны результаты расчета взрыва в однородной атмосфере с учетом излучения. Построены зависимости скорости $V^* = V/V_2$ (сплошные кривые) и плотности $\rho^* = \rho/\rho_2$ (пунктир) от относительной координаты $R^* = R/R_2$ для нескольких моментов времени, точками отмечены данные [4]. Кривые 1—3 отвечают перепадам давления p_2/p_1 на фронте, равным соответственно 110, 2,1, 1,19. Видно, что для достаточно сильной ударной волны в широкой прифронтной полосе, охватывающей примерно треть радиуса возмущенной области, учет излучения практически не ока-

зывает влияния на профили величин (см. кривые 1). В остальной же части возмущенной области в решении наблюдаются качественные изменения. Во-первых, двигаясь от фронта к нагретой зоне, на границе тепловой волны аналогично [12] мы обнаруживаем узкую переходную область с большими градиентами, где поведение скорости начинает отличаться от решения [4]. Во-вторых, профиль плотности имеет плато вплоть до центра взрыва. Со временем ударная волна значительно опережает тепловой фронт, относительная координата которого убывает. В связи с этим смещается к центру упомянутая выше переходная зона (сплошная кривая 2). Вместе с тем по мере ослабления взрывной волны начинается торможение и отход частиц газа от фронта. В распределении скорости появляется прогиб, что в поздние моменты времени приводит к образованию двух минимумов (кривая 3). Отметим, что по сравнению с данными [4] под действием излучения раньше возникает отрицательная фаза в профиле скорости.

Начальные распределения взрыва в неоднородной атмосфере получены по указанной выше одномерной методике в секторном приближении (см. [1]). Производился расчет в рамках применимости секторной модели нескольких различных направлений с последующей интерполяцией результатов на двумерную сетку. Такая процедура позволяла заметно сокращать время расчета двумерного варианта.

На фиг. 4 построены распределения давления $p^*=p/p_H$ (кривая 1), плотности $\rho^*=\rho/\rho_H$ (2), температуры (3) и скорости (4) вдоль оси симметрии, полученные при расчете взрыва в экспоненциальной атмосфере. Данные, приведенные на фиг. 4, соответствуют моменту $t=5,1$ с, при этом перепад давления p_2/p_1 в нижней точке взрывной волны составляет 1,42, в верхней — 2,08. Как видно, сохраняется главная особенность течения, появляющаяся при заметном ослаблении ударной волны вследствие противодавления. В центральной области взрыва образуется максимум скорости, причем этот максимум к $t=5,1$ с достигает величины $v_m \sim 180$ м/с и становится больше скорости частиц в окрестности верхнего фронта. В дальнейшем движение приобретает явно циркуляционный характер. Облако взрыва сворачивается в вихревой тор (это происходит приблизительно к $t=13$ с) с мощным вертикальным потоком внутри него (см. [14]). Скорость осевого потока довольно быстро нарастает, достигая к $t=15,4$ с максимальной величины $v_m=360$ м/с, а затем медленно спадает.

На фиг. 5 построено два семейства изолиний, характеризующих вихревое движение в момент $t=26,1$ с. Сплошными кривыми показаны изотермы возмущенной области, номерами 1–6 отмечены соответственно температуры 460, 1030, 1590, 2150, 2700 и 3000 К. Пунктиром изображены линии тока в облаке, стрелками показано направление вращения. Отметим, что центр как называемого «светящегося облака» (изотерма 6 с максимальной температурой) и центр вихревого тора — точка с минимальными компонентами скорости — геометрически не совпадают. (Аналогичное явление наблюдалось в расчетах термик в несжимаемой жидкости [15].) За время $t=26$ с центр «светящегося облака» всплывает на 4,2 км и отходит от оси симметрии на 0,3 км, тогда как центр вихревого тора поднимается на 1,5 км и отходит от оси симметрии на 2,7 км.

Можно сопоставить полученные результаты с данными [3], где рассматривался взрыв мощности $E=6,5 \cdot 10^{22}$ эрг на высоте $H=6,5$ км. Из указанной работы следует, что значение максимума скорости в центре взрыва достигает 250 м/с к моменту времени $t=10,6$ с, а к $t=19$ с постепенно убывает до 230 м/с. Меньшие по сравнению с приведенными выше величины скорости осевого потока могут объясняться помимо некоторого несовпадения высот влиянием первоначальной «срезки» температуры в [3]. Это соображение подтверждается данными по расчету подъема термика в неод-

нородной атмосфере в рамках работы [14]. При заниженной температуре горячей зоны (плотность ρ_0 в центре на порядок меньше плотности ρ_2 на фронте) максимум скорости осевого потока v_m не превышает 200 м/с. При температуре горячей зоны, взятой из аккуратного расчета начальной фазы движения (при этом $\rho_0 \approx 0,03 \rho_2$), значение v_m близко к данным настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.
2. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. Об учете неоднородности атмосферы при расчете взрыва Тунгусского метеорита.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1977, т. 17, № 3, с. 737.
3. Шуршалов Л. В. О расчете ударных волн, распространяющихся в неоднородной атмосфере.— Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 4, с. 803.
4. Охоцимский Д. Е., Кондрашева И. Л., Власова Э. П., Казакова Р. К. Расчет точечного взрыва с учетом противодавления.— Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1957, т. 50, 65 с.
5. Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С. Исследование некоторых задач теории точечного взрыва явным разностным методом.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1973, т. 13, № 4, с. 1010.
6. Седов Л. И. Движение воздуха при сильном взрыве.— Докл. АН СССР, 1946, т. 52, № 1, с. 17.
7. Бабенко К. И., Молчанов А. М., Русанов В. В., Шноль Э. Э. Методы решения некоторых двумерных задач.— В кн.: Вопросы вычисл. математики и вычисл. техники. М.: Машгиз, 1963, с. 99.
8. Кестенбойм Х. С., Турецкая Ф. Д., Чудов Л. А. Точечный взрыв в неоднородной атмосфере.— ПМТФ, 1969, № 5, с. 25.
9. Магомедов К. М., Холодов А. С. О построении разностных схем для уравнений гиперболического типа на основе характеристических соотношений.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1969, т. 9, № 2, с. 373.
10. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва в газах.— Тр. Матем. ин-та АН СССР, 1973, т. 119, 277 с.
11. Брод Г. Л. Действие ядерного взрыва.— В кн.: Действие ядерного взрыва. М.: Мир, 1971, с. 9.
12. Андрианкин Э. И. О влиянии лучистой теплопроводности на течение газа при сильном взрыве.— Инж.-физ. ж., 1961, т. 4, № 11, с. 68.
13. Kim K. B., Berger S. A., Kamel M. M., Korobeinikov V. P., Oppenheim A. K. Boundary-layer theory for blast waves.— J. Fluid Mech., 1975, v. 71, № 1, p. 65.
14. Андрющенко В. А. Образование кольцевого вихря при подъеме нагретой массы воздуха в стратифицированной атмосфере.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1978, № 2, с. 186.
15. Капланский Ф. Б., Эпштейн А. М. Численное исследование свободной конвекции от мгновенного источника тепла в вязкой жидкости.— Инж.-физ. ж., 1977, т. 33, № 4, с. 700.

Москва

Поступила в редакцию
22.V.1980