

УДК 533.6.01:235.2

**КРУПНОМАСШТАБНЫЙ ВЗРЫВ В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ
ЗЕМЛИ ПРИ УЧЕТЕ СПЕКТРАЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

ШУРШАЛОВ Л. В.

Во многих случаях сопровождающие взрыв высокие температуры значительно превосходят 8000–10 000 К. При этом перенос энергии излучением становится существенным и заметно влияет на динамические характеристики взрыва. В одномерной постановке задач о взрыве это влияние довольно хорошо изучено [1–6], в том числе при весьма подробном учете спектрального характера излучения [4–6]. Для взрывов в неоднородной атмосфере, когда течение неоднородно, существующие методы расчета взрывов с излучением пока еще недостаточно эффективны и приводят к большим затратам машинного времени, да и количество проведенных расчетов весьма мало. В качестве примера укажем на работу [7], в которой предложен довольно общий, но весьма сложный метод расчета взрывных течений с излучением и рассчитан модельный пример. В [8] проведены достаточно систематические расчеты весьма специфического взрыва, моделирующего взрыв Тунгусского метеорита, при простом описании собственного излучения горячего газа (диффузионное приближение и модель серого тела). Настоящее исследование является, по существу, продолжением работы [8]. Здесь изучается на том же примере взрыва значимость спектральной зависимости коэффициента поглощения от частоты излучения. Эта зависимость учитывается в многогрупповом приближении. Результаты сравниваются с полученными ранее на основе модели серого газа.

1. Постановка задачи. Уравнения, описывающие осесимметричное движение невязкого нетеплопроводного газа берутся в следующем виде (целесообразность использования именно такой исходной формы уравнений при конечно-разностном подходе к их решению обоснована в [9])

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} &= -\frac{\rho u^2}{r} \\ \frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial r} &= -\frac{\rho u w}{r} - \rho g \\ \frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w r)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial(E r)}{\partial t} + \frac{\partial[(E+p) w r]}{\partial z} + \frac{\partial[(E+p) u r]}{\partial r} &= (Q - \rho g w) r \\ E &= \varepsilon + \frac{1}{2} \rho (u^2 + w^2), \quad \varepsilon = \varepsilon(p, \rho), \quad T = T(p, \rho) \end{aligned}$$

Здесь ось симметрии z направлена вертикально вверх, u — радиальная, а w — вертикальная компоненты скорости газа, g — ускорение силы тяжести, Q — удельный теплоподвод к единице объема газа за счет излучения, остальные обозначения — общепринятые.

Тепловыделение Q в диффузионном приближении, которое, как отмечается в [10–12], довольно хорошо описывает пространственное распределение излучения, для N групп по частоте ν определяется из условий

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{3k_i} \operatorname{grad} I_i^\circ \right) = k_i (I_i^\circ - P_i) \quad (1.1)$$

$$Q = 4\pi \sum_{l=1}^N k_l (I_l^\circ - P_l), \quad P_l = \int_{\nu_{l-1}}^{\nu_l} B_\nu d\nu$$

где B_ν — функция Планка, l — номер рассматриваемого спектрального интервала, ν_{l-1} , ν_l — его границы, в пределах которых коэффициент поглощения k_l считается постоянным, I_l° — нулевой коэффициент в разложении интенсивности излучения по сферическим функциям.

Рассматривается простейшая модель взрыва [8] — разлет сферического объема раскаленного сжатого газа с однородными начальными параметрами ρ_0 , T_0 , ρ_0 , $V_0=0$, где V_0 — скорость рассматриваемого объема как целого. Эта модель, несмотря на свою простоту, может оказаться физически оправданной в приложении к Тунгусскому явлению. В свете современных представлений (см., например, [13]) при наличии в теле объемных источников тепла достаточно большой интенсивности в нем может происходить фазовый переход сразу во всем объеме (или в конечной его части) с образованием П-образного температурного профиля с максимальной температурой, значительно превышающей температуру фазового перехода. В случае Тунгусского метеорита подобные объемные источники тепла вполне могли иметь место на некоторой стадии полета за счет более или менее равномерного по объему (или по значительной его части) проникновения излучения в тело (вероятно, при условии соразмерности средних оптических пробегов с размерами тела и сильным рассеянии излучения в нем). Тогда в некоторый момент времени на заключительном участке траектории Тунгусское тело могло практически сразу во всем оставшемся к тому времени объеме перейти в газообразное состояние с примерно постоянными по объему газодинамическими параметрами. Дальнейший процесс соответствовал бы разлету объема раскаленного сжатого газа с почти постоянными начальными распределениями (но со значительной скоростью $V_0 \neq 0$). Такая модель процесса взаимодействия тела с атмосферой с учетом излучения и возможных фазовых превращений, происходящих не только вдоль поверхности, но и в объеме, в настоящее время может быть проверена непосредственными расчетами.

Ниже исходные данные варьировались в тех же диапазонах, что и в работе [8], т. е. энергия взрыва $E_0 \sim 10^{16}$ Дж, высота взрыва $H_0 \sim 5 \div 10$ км, начальный радиус объема горячего газа $R_0 \sim 0,1 \div 0,5$ км, начальная температура $T_0 \sim 7000 \div 20\,000$ К. Параметры невозмущенной среды брались в соответствии с таблицами стандартной атмосферы Земли, а в качестве уравнения состояния воздуха использовались аналитические аппроксимации [14]. Из-за отсутствия каких-либо сведений об излучательных характеристиках вещества Тунгусского тела всюду брался коэффициент поглощения для воздуха из таблиц [15]. При этом в соответствии с рекомендациями работы [16] и, учитывая, что при разбиении спектра на группы внутри каждой из групп имеет место большое различие между средними по Росселанду и Планку коэффициентами поглощения [5], использовалась, как и в [8], некоторая интерполяция между росселандовым и планковским средними коэффициентами поглощения с учетом локальной оптической толщины.

2. Метод решения. Метод решения задачи почти в точности соответствовал применявшемуся в [8]. Газодинамическая часть расчета выполнялась методом С. К. Годунова [17] с использованием подвижной неравномерной расчетной сетки и выделенной ударной волны [18]. Параметры сетки были в точности такими же, как в [8]. При решении уравнения переноса излучения (1.1) использовалось разбиение спектра на 10 групп с границами, соответствующими таблицам [15], т. е. 0,015; 0,232; 1,224; 1,594; 3,084; 4,075; 7,05; 8,662; 10,89; 12,38; 18,59 эВ. Таким образом.

первые три группы соответствуют инфракрасному излучению, четвертая — видимому свету, пятая-шестая — переходу от видимой части спектра к ультрафиолетовой области в седьмой — десятой зонах. Разностное уравнение для I° в любой из указанных зон имеет вид [8] (индекс l у I° , k и других величин для простоты записи опущен)

$$k_{ij}(I_{ij}^\circ - P_{ij})\Omega_{ij} = \sum_{m=1}^4 S_m \quad (2.1)$$

$$S_{1,3} = \frac{1}{3k_{1,3}} \frac{I_{ij\mp 1}^\circ - I_{ij}^\circ}{R_{ij\mp 1/2}\Delta\theta} \sigma_{1,3}, \quad S_{2,4} = \frac{1}{3k_{2,4}} \frac{I_{i\pm 1j}^\circ - I_{ij}^\circ}{\Delta R_{i\pm 1/2j}} \sigma_{2,4} \quad (2.2)$$

где S_m — с точностью до постоянного множителя и знака потока излучения через площади σ_m поверхности элементарной расчетной ячейки.

Уравнения (2.1) решались простейшей итерационной процедурой Гаусса — Зейделя. Соответствующие формулы приведены в [8]. Однако здесь эта процедура оказалась менее эффективной из-за большего разнообразия значений коэффициентов поглощения для разных групп и в разных диапазонах давлений и температур и некоторой неопределенности в граничных условиях, о которой говорится ниже.

Расчеты как для газодинамических уравнений, так и для излучения, проводятся с выделенной ударной волной [8]. Если на оси симметрии и в центре взрыва граничные условия для излучения естественно сводятся к равенству нулю соответствующих потоков S_m , то на выделенной ударной волне такого естественного условия нет. Вообще, было бы лучше и не ставить на ударной волне специального граничного условия для излучения, а рассматривать прогревную зону перед фронтом или тепловую волну, когда она есть. Последний случай здесь исключается, так как берется начальная температура T_0 ниже критической, равной по оценке [10] примерно 300 000 К. Что касается прогревной зоны, то ее толщина по расчетам [10] в воздухе нормальной плотности имеет порядок 10^{-2} – 10^1 см. В исследуемом здесь случае взрывов на высотах в 5–10 км плотность воздуха меньше нормальной лишь в 2–3 раза. Поэтому для крупномасштабного взрыва с характерными расстояниями порядка 1 км естественно толщиной прогревной зоны пренебречь, поставив на фронте ударной волны некоторые граничные условия для потоков излучения. Это существенно упрощает вычислительный алгоритм.

При рассмотрении излучения в «сером» приближении в [8] в качестве такого граничного условия с успехом применялось условие свободного высвечивания [19] $I^\circ + \alpha \partial I^\circ / \partial n = I_\infty^\circ \approx 0$, $\alpha = 2/3k$, поскольку в среднем по спектру холодный воздух прозрачен для выходящего излучения. При использовании многогруппового приближения это условие не годится для всех групп по частоте (для всех l).

Прежде всего для ультрафиолетовой части спектра ($l=7-10$; 7 эВ $< h\nu < 19$ эВ, h — постоянная Планка) холодный воздух практически непрозрачен. Длины пробегов излучения в этом диапазоне частот [10] имеют порядок 10^{-2} – 10^{-1} см. Излучение при этом, пройдя фронт ударной волны, тут же задерживается в тонком слое миллиметровой толщины, которой при крупномасштабном взрыве вполне можно пренебречь, поставив на ударном фронте условие равенства нулю лучистого потока, т. е. $S_l = 0$.

Для инфракрасного и видимого излучения ($l=1-4$, $0 < h\nu < 3,1$ эВ), напротив, холодный воздух практически полностью прозрачен. Средние пробеги излучения здесь много больше 1 км. Поэтому можно считать, что всё пересекающее ударный фронт в этих спектральных диапазонах излучение уходит на «бесконечность», безвозвратно теряясь. Естественно для этих групп по частоте использовать условие свободного высвечивания.

Неопределенность с постановкой граничного условия возникает при рассмотрении переходных от видимой к ультрафиолетовой части спектра групп ($l=5,6$; $3,1 < h\nu < 7$ эВ) с промежуточными длинами свободного пробега, сравнимыми с размерами излучающей области. Для этих зон в данной работе искусственным образом ставились некоторые промежуточные проинтерполированные между нулевым потоком и свободным высвечиванием условия (причем для 5-й группы более близкое к условию свободного высвечивания, а для 6-й — к условию равенства нулю потока излучения). В экспериментальных расчетах для этих групп опробовались также в чистом виде условие свободного высвечивания и условие равенства нулю потока излучения. Во всех случаях при любом из опробованных граничных условий вклад этих групп частот в радиационные потери энергии был для рассмотренных параметров взрыва весьма мал, не превосходя 1–2% от полных потерь энергии. Малый вклад от этих групп в окончательный результат в какой-то степени оправдывает используемый здесь подход. Вообще, выбор граничного условия для данных

групп диктовался, скорее, требованиями более быстрой сходимости итерационного процесса решения уравнения переноса, чем физикой явления (хотя следует заметить, что одно с другим взаимосвязано: хорошее с физической точки зрения граничное условие способствует более быстрому схождению итераций и наоборот).

В другой группе экспериментальных расчетов для частотных интервалов с номерами $l=1-6$ расчет потоков излучения через фронт ударной волны производился непосредственно по формулам (2.2) в предположении, что перед фронтом $I^{\circ} = I_{\infty}^{\circ} \approx 0$, где I_{∞}° — равновесное значение I° в невозмущенной атмосфере. При этом величина потока излучения через ударный фронт была заметно большей (и соответственно потери энергии были на 5–7% большими), в то время как число итераций, необходимых для решения системы уравнений (2.1), несколько меньше.

Ниже приводятся результаты расчетов, в которых для групп 7–10 применялось граничное условие $S_b=0$, для групп 5, 6 — искусственное промежуточное условие, а для групп 1–4 использовалось условие свободного высвечивания, являющееся в некотором смысле наилучшим при решении уравнения переноса излучения в диффузионном приближении [19].

Другая трудность, с которой приходится сталкиваться при расчете переноса излучения в задаче о взрыве, связана с отсутствием надежной информации о коэффициентах поглощения воздуха при относительно низких температурах. Табличные данные [15] охватывают в используемом здесь среднем по Планку и Росселанду виде диапазон от 4000 до 20 000 К. В диапазоне от 2000 до 4000 К там приведены данные по истинному коэффициенту поглощения, требующие дополнительной обработки. А для температур до 2000 К приходится пользоваться более или скорее менее правдоподобными экстраполяциями либо обрывочными сведениями из литературы, вроде приведенного в [10] на стр. 469 графика. Вместе с тем в рассматриваемом нами случае взрыва ударная волна очень быстро отрывается от горячей зоны, температура за ее фронтом почти сразу понижается до величин в несколько сотен градусов, размеры зоны с низкими температурами быстро растут и, когда температура в горячем ядре также значительно падает (до 4000–5000 К), возможно появление некоторых «нефизичностей» в решении. Плохие данные о коэффициенте поглощения в «холодной» зоне приводят и к неоправданному увеличению числа итераций при решении уравнений (2.1) (по крайней мере пока температуры не выйдут за пределы таблиц [15], число итераций сравнительно мало). Таблицы [15] явно делались в расчете на задачи обтекания тел сверхзвуковым потоком воздуха. Для успешного решения взрывных задач их необходимо расширить, в частности в холодную область.

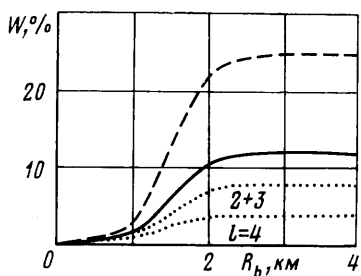
3. Результаты расчетов. Расчеты, как и в [8], проводились на сетках из 6×10 , 12×20 и 18×30 ячеек (первая цифра указывает число делений по углу, вторая — по радиусу). Результаты на графиках приведены для самой подробной из этих сеток. Основной пример расчета соответствовал энергии взрыва $E_0=10^{16}$ Дж, высоте $H_0=6,5$ км, начальному радиусу объема горячего газа $R_0=250$ м, начальной температуре $T_0=15\,650$ К, начальным давлению $p_0/p_* = 241$ и плотности $\rho_0/\rho_* = 2$; p_* и ρ_* — давление и плотность атмосферы на уровне моря.

На фиг. 1 показана динамика потери энергии возмущенной областью за счет излучения. Дана зависимость количества потерянной энергии W в процентах к начальной энергии взрыва E_0 от расстояния R_b , пройденного ударной волной. Штриховой кривой приведены результаты для модели «серого» газа [8], сплошной — для 10-группового приближения, пунктирные кривые, отмеченные цифрами, показывают вклад соответствующих групп в потери энергии.

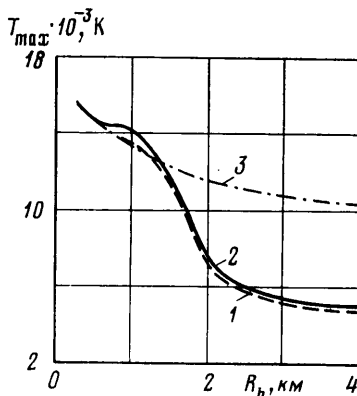
Использование многогруппового приближения учета спектральности излучения привело к довольно существенному уменьшению количества высвеченной энергии, хотя не изменило качественно полученных ранее результатов. Как и прежде, на начальной стадии взрыва до $R_b \approx 1$ км (до $t \approx 0,3$ с) потери энергии весьма малы из-за поверхностного характера ее высвечивания. В промежутке $1 < R_b < 2$ км ($0,3 < t < 1,5$ с) температуры понижаются настолько, что начинает «светить» весь объем (исключение составляет ультрафиолетовая часть спектра с короткими пробегами излучения в холодном воздухе) и потери энергии резко возрастают. Начиная с $R_b \approx 2,5$ км ($t \approx 2,3$ с), температура падает настолько, что излучение пере-

стает заметно влиять на течение. Суммарные потери энергии в этом примере более чем вдвое меньше по сравнению со случаем «серого» газа и составляют 12% от E_0 . Наибольший вклад в потери энергии дают вторая, третья и четвертая группы, т. е. инфракрасная и видимая части спектра, причем на инфракрасную область ($l=2; 3$) приходится от $3/5$ до $2/3$ всех потерь (при этом потери в третьей группе максимальны и в 1,2 раза превышают таковые во второй). На остальные группы суммарно приходится менее 1% потерянной на излучение энергии.

Характер понижения максимальной температуры T_{\max} в горячей зоне взрыва показан на фиг. 2. Кривая 1 соответствует модели «серого» газа



Фиг. 1



Фиг. 2

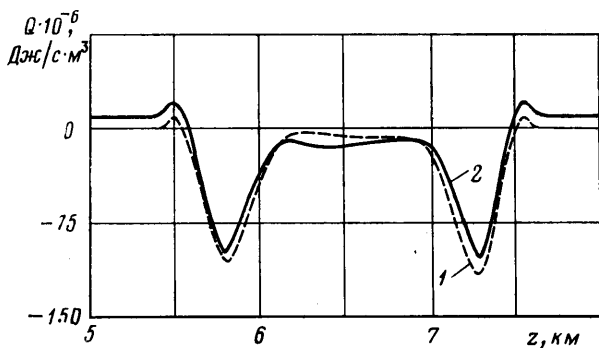
[8], 2 — 10-групповому приближению, 3 — отсутствию излучательных потерь. Как видно, максимальная температура при 10-групповом приближении незначительно отличается от той, что была получена по модели «серого» газа. Зато обе они сильно отличаются от случая, когда излучение не учитывается. Вышесказанное относится и к распределениям температуры по всей возмущенной области. Как и в [8], на остальных газодинамические переменные учет излучения оказывает слабое влияние главным образом через потери энергии на излучение, которые здесь к тому же уменьшились по сравнению со случаем «серого» газа. Общий характер падения температуры остался прежним.

На фиг. 3 изображено распределение по вертикальной оси величины тепловыделения Q для момента времени $t=0,8$ с ($R_b=1,5$ км), соответствующего наиболее интенсивному высвечиванию энергии возмущенной зоны. Линия 1 соответствует расчетам в «сером» приближении, 2 — многогрупповому подходу. Как видно, распределение Q при $N=10$ не очень сильно, но качественно отличается от того, что имело место при $N=1$. Хорошо виден прогрев внешней холодной зоны, в которой поглощается ультрафиолетовое излучение. Правда, повышение температуры, соответствующее этому прогреву, составляет лишь 10–30°. Двумерные эффекты в излучении и здесь проявляются слабо. Они выражены в небольшом (на 5–8%) отличии максимальных и минимальных значений Q , некотором сдвиге почти симметричной картины распределения Q в сторону больших z , что соответствует всплыванию горячей зоны, и в слабой неоднородности в распределении Q в центральной зоне.

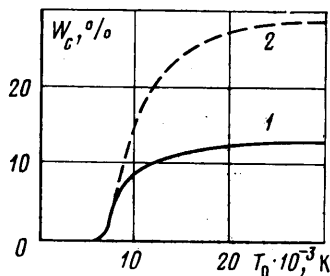
Сравнение полного количества высвеченной энергии W_* для многогрупповой модели (кривая 1) и для модели «серого» газа (кривая 2) в зависимости от начальной температуры горячего объема T_0 приведено на фиг. 4.

Качественное поведение этих кривых в обоих случаях одинаковое: пренебрежимо малые потери энергии на излучение при $T_0 < 7000$ К, интенсивное возрастание потерь при увеличении T_0 в диапазоне 8000 — 12 000 К, замедление в увеличении потерь и их выход на почти постоянное значение при дальнейшем увеличении начальной температуры. Количественно потери энергии при учете спектрального характера излучения уменьшились примерно в 2,2 раза.

Таким образом, учет спектральной зависимости коэффициента поглощения привел к существенному уменьшению количества высвеченной



Фиг. 3



Фиг. 4

энергии по сравнению со случаем «серого» газа. В то же время учет спектральности излучения при рассмотренных параметрах взрыва не привел к более яркой выраженности двумерных эффектов в излучении, которые, как и в случае «серого» газа, проявляются довольно слабо. И на остальные характеристики течения влияние спектральности довольно незначительно, хотя время расчета спектральной задачи возросло в 4–5 раз.

По-видимому, разбивать весь спектр на 10 групп во многих случаях нецелесообразно. Достаточно разбиения на три группы, соответствующие инфракрасному ($l=1-3$), видимому ($l=4-5$) и ультрафиолетовому ($l=6-10$) излучению. Для определения интегральных характеристик, таких, как газодинамические переменные и суммарные потери энергии, это было бы вполне достаточно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brode H. L. Gas dynamic motion with radiation: a general numerical method.— *Astronautica Acta*, 1969, v. 14, No 5, p. 433–444.
2. Чаракчьян А. А. Расчет нестационарных, сферически-симметричных течений излучающего серого газа.— В кн.: Динамика излучающего газа. В. 1. М.: ВЦ АН СССР, 1974, с. 54–74.
3. Коробейников В. П., Марков В. В., Пулягин Б. В. О распространении цилиндрических взрывных волн с учетом излучения и магнитного поля.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1977, № 4, с. 133–138.
4. Немчинов И. В., Светцов В. В. Расчет развития лазерного взрыва в воздухе с учетом излучения.— *ПМТФ*, 1977, № 4, с. 24–32.
5. Немчинов И. В., Полозова И. А., Светцов В. В., Шувалов В. В. Численный расчет одномерного взрыва с излучением.— В кн.: Динамика излучающего газа. В. 3. М.: ВЦ АН СССР, 1980, с. 33–45.
6. Светцов В. В. Расчет сферически-симметричной задачи о взрыве методом осреднения уравнения переноса.— В кн.: Динамика излучающего газа. В. 3. М.: ВЦ АН СССР, 1980, с. 46–57.
7. Sandford M. T. II, Anderson R. C. Two-dimensional implicit radiation hydrodynamics.— *J. Comput. Phys.*, 1973, v. 13, No 1, p. 130–157.
8. Шуршалов Л. В. Об учете излучения при расчете взрыва в неоднородной атмосфере.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1980, № 3, с. 105–112.

9. Шуршалов Л. В. О выборе исходной дивергентной формы уравнений при расчете осесимметричных течений конечно-разностными методами.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1980, т. 20, № 3, с. 793–800.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966, 686 с.
11. Волчинская М. И., Четверушкин Б. Н. Решение двумерных нестационарных задач радиационной газовой динамики.— Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1979, т. 19, № 5, с. 1262–1275.
12. Пилюгин Н. Н., Тирский Г. А. Основы динамики излучающего газа. М.: Изд-во МГУ, 1979, 147 с.
13. Искольдский А. М., Нестерихин Ю. Е., Пагашинский А. З., Пинус В. К., Эпельбаум Я. Г. Градиентный взрыв кипящей капли в условиях объемного тепловыделения.— Докл. АН СССР, 1977, т. 236, № 5, с. 1109–1111.
14. Brode H. L. Blast wave from a spherical charge.— Phys. Fluids, 1959, v. 2, No 2, p. 217–229.
15. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.
16. Сэмпсон Д. Уравнения переноса энергии и количества движения в газах с учетом излучения. М.: Мир, 1969. 206 с.
17. Годунов С. К., Забродин А. В., Иванов М. Я., Крайко А. Н., Прокопов Г. П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976, 400 с.
18. Шуршалов Л. В. О расчете ударных волн, распространяющихся в неоднородной атмосфере.— Докл. АН СССР, 1976, т. 230, № 4, с. 803–806.
19. Владимиров В. С. О граничных условиях в методе сферических гармоник.— Докл. АН СССР, 1960, т. 135, № 5, с. 1091–1094.

Москва

Поступила в редакцию
14.X.1980