

УДК 533.6.01

## О ПРОЦЕССЕ ПЕРЕХОДА НЕОДНОМЕРНЫХ ВЗРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОДНОМЕРНЫЕ

ШУРШАЛОВ Л. В.

При взрывах зарядов произвольной формы в однородной среде на больших расстояниях от места взрыва форма ударной волны и течение за ней хорошо согласуются с соответствующими по энергии режимами одномерного течения от точечного источника взрыва независимо от формы и размеров заряда и других начальных отклонений в течении от одномерного или в источнике взрыва от точечного. Однако процесс выхода неточечного и в особенности неоднородного решений задачи о взрыве на соответствующие точечное и одномерное изучен недостаточно хорошо: лишь в отдельных работах приводятся конкретные данные для конкретных взрывов, форм зарядов и прочих условий. Более детальное выяснение этого вопроса имеет смысл и по той причине, что часто при анализе и интерпретации экспериментальных данных в конкретных ситуациях прибегают к хорошо известным результатам решения задачи о точечном взрыве в одномерной постановке [1-5] без учета всегда имеющихся в эксперименте отклонений от точечности и одномерности и без достаточно четкого представления о том, когда эти отклонения перестают быть существенными.

В данной работе будет рассмотрен некоторый конкретный класс течений взрывного типа и будут прослежены независимо и во взаимосвязи два процесса — выход решения задачи о неточечном взрыве на соответствующий «точечный» режим и выход решения задачи о взрыве с неоднородными начальными условиями на соответствующее одномерное не обязательно точечное решение.

**1. Постановка задачи и метод ее решения.** Будем предполагать, что однородная атмосфера, окружающая заряд, покоится и имеет давление  $p = p_\infty$  и плотность  $\rho = \rho_\infty$ . Заряд представляет собой объем в форме шара или эллипсоидов вращения разного вида. Внутри объема в начальный момент времени содержится однородный газ с высокими давлением  $p = p_0$  и температурой  $T = T_0$ . Начальная плотность этого газа считается совпадающей с плотностью окружающей среды, т. е.  $\rho_0 = \rho_\infty$ , что в реальных ситуациях примерно соответствует случаям взрыва горючих смесей газов, оптического или электрического пробоя в газовой среде или возмущениям взрывного типа, вызываемым электронными пучками.

Для простоты анализа, а также для того, чтобы не «затенять» данное рассмотрение другими эффектами, имеющими самостоятельное значение, здесь исследуется лишь простейший случай совершенного газа с постоянным отношением удельных теплоемкостей  $\gamma = 1,4$ . Таким образом, не учитываются высокотемпературные процессы в газовой среде, такие, как диссоциация и ионизация. Не рассматривается излучение. Вязкость и теплопроводность газа также не принимаются во внимание.

При сделанных предположениях изучаемое течение описывается обычными уравнениями газовой динамики для осесимметричных неустановившихся течений невязкого нетеплопроводного газа. Эти уравнения используются далее в форме, обоснованной для конечно-разностных расчетов в [6], т. е.

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} = -\frac{\rho u^2}{r}$$

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w^2 + p)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u w)}{\partial r} = -\frac{\rho u w}{r}$$

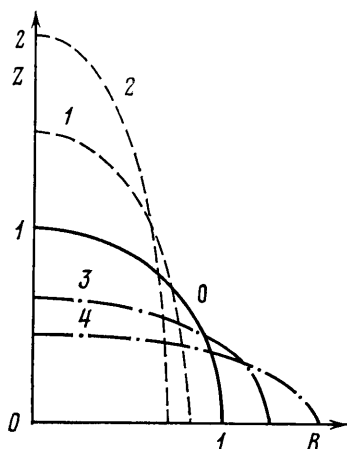
$$\frac{\partial(\rho r)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w r)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u r)}{\partial r} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(Er)}{\partial t} + \frac{\partial[(E+p)wr]}{\partial z} + \frac{\partial[(E+p)ur]}{\partial r} = 0$$

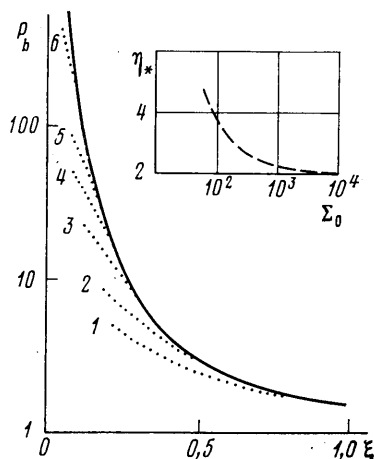
$$E = \varepsilon + \frac{1}{2}\rho(u^2 + w^2), \quad \varepsilon = \varepsilon(p, \rho)$$

где  $u$  и  $w$  — компоненты скорости газа соответственно по радиальной и осевой координатам  $r$  и  $z$ ,  $t$  — время,  $\varepsilon$  — внутренняя энергия единицы объема газа.

Для решения системы уравнений (1.1) используется конечно-разностный метод С. К. Годунова [7]. Применяется подвижная неравномерная



Фиг. 1



Фиг. 2

сетка со сгущением к ударному фронту, который выделяется в качестве сеточной линии.

На фиг. 1 приведены рассчитанные конфигурации зарядов (начальных областей горячего сжатого газа). Здесь  $Z$  и  $R$  — безразмерные осевая и радиальные координаты, отнесенные к некоторому характерному линейному размеру  $R_0$ . В силу симметрии приведена одна четвертая часть полной картины. Сплошной линией, отмеченной цифрой 0, показан сферический заряд радиуса  $R_0$ . Штриховыми кривыми, помеченными цифрами 1 и 2, и штрихпунктирными линиями с цифрами 3 и 4 нанесены формы зарядов в виде эллипсоидов вращения, соответственно вытянутых вдоль оси симметрии (типа сигары) и сплюснутых к плоскости симметрии  $Z=0$  (типа лепешки). Уравнения указанных эллипсоидов вращения  $R^2/a^2 + Z^2/c^2 = 1$ . Соответственно для случаев 1 и 2  $a$  имеет значения 1,5 и 2, для случаев 3 и 4  $a$  задается равным 1,25 и 1,5. При заданном  $a(c)$   $c(a)$  находится из условия равенства объемов эллипсоидов и соответствующего сферического заряда, откуда следует связь:  $a^2c=1$ .

Форма и размеры зарядов выбраны так, чтобы заключенная в них при  $t=0$  энергия  $E_0$  была одинаковой. В дальнейшем брались безразмерные значения этой энергии  $\Sigma_0 = E_0/p_\infty R_0^3$  в диапазоне от  $10^2$  до  $10^4$ . При этом безразмерные начальные давления внутри горячей области  $P_0 = p_0/p_\infty$  менялись в интервале от 10 до  $10^3$ .

В данной работе для количественной оценки выхода тех или иных величин на режим точечного взрыва или одномерного течения используется показатель 5%-ного отклонения, т. е. 5%-ного отличия какой-либо рас-

смаатриваемой величины от ее значения в соответствующем одномерном или точечном решениях. При достижении такого показателя (характерного для ошибок измерения многих величин в экспериментах по взрыву) будет считаться, что практический выход на тот или иной режим по тому или иному параметру имеет место.

**2. Результаты расчетов.** Проследим сначала, как происходит выход решения задачи о взрыве сферического заряда конечного радиуса  $R_0$  на режим точечного взрыва. Прежде всего по параметрам ударной волны, а затем по внутренним распределениям.

На фиг. 2 сплошной линией для случая точечного взрыва в однородной атмосфере представлен график падения давления на ударном фронте  $P_b = p_b/p_\infty$  в зависимости от координаты фронта, отнесенной к динамической длине:  $\xi = R_b/R^0$ ,  $R^0 = (E_0/p_\infty)^{1/2}$ . Этот график построен по данным работы [4]. Пунктирными кривыми здесь нанесены рассчитанные значения  $P_b$  для случая взрыва заряда конечного радиуса  $R_0$  при различных начальных энергиях  $\Sigma_0$ , отмеченных на фигуре цифрами 1–6 и соответственно равных  $10^2$ ,  $2 \cdot 10^2$ ,  $5 \cdot 10^2$ ,  $10^3$ ,  $2 \cdot 10^3$ ,  $10^4$ .

Выход на режим точечного взрыва по координате  $\xi$  происходит тем быстрее, чем выше энергия взрыва. Различие в координате  $\xi = \xi_*$ , при которой такой выход фактически имеет место, для разных  $\Sigma_0$  велико.

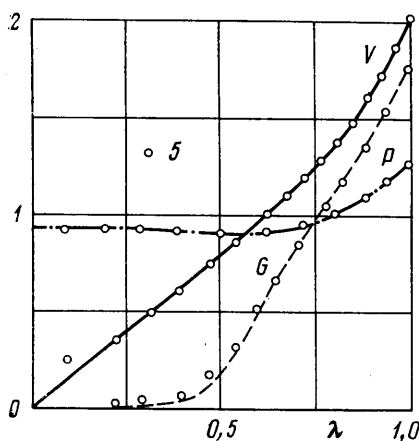
Для практических целей интересно выразить координату выхода «точечного» решения на режим точечного взрыва в начальных радиусах заряда  $R_0$ , т. е. найти координату выхода  $\eta_* = R_*/R_0$ . Соответствующая связь с координатой  $\xi_*$  дается формулой  $\eta_* = \xi_* \Sigma_0^{1/2}$ . С учетом этой связи в верхней части фиг. 1 построен график зависимости  $\eta_*$  от  $\Sigma_0$  (штриховая кривая), из которого видно, что для широкого диапазона начальных энергий взрыва выход на режим точечного взрыва по величине  $P_b$  происходит весьма быстро уже после того, как ударная волна пройдет 2–4 начальных радиуса заряда. При этом только для очень малых начальных энергий и для низких начальных перепадов давлений  $P_0 = p_0/p_\infty$  этот выход задерживается до больших расстояний. Этот вывод, как показывают расчеты, качественно и количественно относится и ко всем другим параметрам ударного фронта (скорости, плотности, температуре) и поэтому носит общий характер.

При рассмотрении внутренних (за фронтом ударной волны) распределений величин прежде всего следует отметить следующее. Для всех рассчитанных значений энергии  $\Sigma_0$  взрыва заряда конечного радиуса до моментов времени, соответствующих прохождению основной ударной волной четырех начальных радиусов ( $R_b/R_0 \leq 4$ ), отклонения от соответствующих распределений «точечного» решения весьма велики. Это определяется влиянием на течение вторичной ударной волны. В диапазоне  $R_b/R_0$  от 4 до 6 происходит перестройка решения на точечный режим. А при  $R_b/R_0 \geq 6$  имеет место практический выход решения на указанный режим всюду, за исключением небольшой (и постоянно уменьшающейся в процентном отношении) окрестности центра взрыва, где два решения различаются принципиально, поскольку в решении задачи о точечном взрыве в центре имеется неустранимая особенность нефизического характера — плотность во все время течения остается равной нулю, а температура имеет бесконечно большое значение.

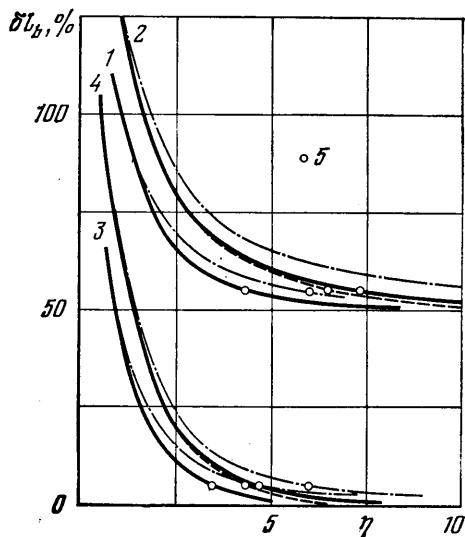
Таким образом, момент выхода на точечный режим по внутренним распределениям определяется временем существенного воздействия на течение вторичной ударной волны. При больших  $\Sigma_0$  или  $P_0$  вторичная волна, как и основная, распространяется быстрее, чем при меньших  $\Sigma_0$  и  $P_0$ . Поэтому процесс зарождения вторичной волны, ее схождение к центру с усилением интенсивности, а затем расходящееся движение вслед за основной ударной волной для взрывов с разной энергией  $\Sigma_0$  по времени происходит по-разному, а по расстоянию, пройденному основной ударной волной, — примерно одинаково.

Для иллюстрации сказанного на фиг. 3 приведены характерные распределения по относительной координате  $\lambda=R/R_b$ , величин скорости  $V=v/a_\infty$ ,  $a_\infty$  — скорость звука в невозмущенной среде, плотности  $G=\rho/\rho_\infty$  и давления  $P=p/p_\infty$ . Соответственно сплошной, штриховой и штрихпунктирной линиями показаны взятые из работы [4] распределения скорости при  $\tau=t/t^0=0,037$ ,  $t^0=R^0(\rho_\infty/p_\infty)^{1/2}$ , плотности при  $\tau=1,8$  и давления при  $\tau=0,76$ , при точечном взрыве в однородной среде. Знаками 5 нанесены для близких к приведенным выше моментов времени  $\tau$  данные расчетов неточечного взрыва: скорости — для  $\Sigma_0=10^4$  и  $R_b/R_0=6$ , плотности — для  $\Sigma_0=10^3$  и  $R_b/R_0=6$ , давления — для  $\Sigma_0=2 \cdot 10^2$  и  $R_b/R_0=8$ .

Из сказанного выше ясно, что выход решения задачи о взрыве заряда конечного радиуса на точечный режим по внутренним распределениям происходит заметно позже, чем по параметрам фронта ударной волны (в



Фиг. 3



Фиг. 4

первом случае при  $R_b/R_0 \geq 6$ , во втором при  $R_b/R_0=2-4$ ). Для выхода параметров фронта волны на точечный режим достаточно, чтобы производные от давления, плотности и скорости по пространственной координате непосредственно за фронтом волны в двух решениях приняли близкие значения. Этот момент наступает раньше, чем близость решений в целом. Таким образом, для рассматриваемого класса взрывов практический выход неточечного решения на точечное имеет место при  $R_b/R_0 \approx 6$ , т. е. на довольно малых расстояниях от исходной области горячего сжатого газа.

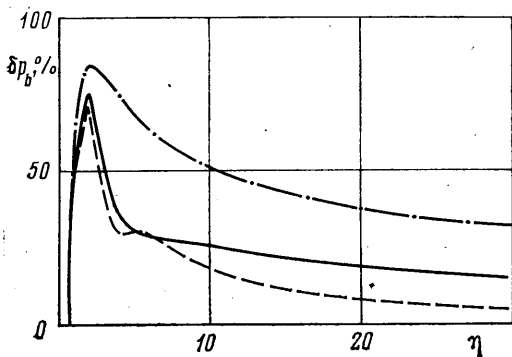
Переходя к вопросу о выходе неоднородного решения на одномерное, остановимся сначала на анализе процесса превращения формы ударной волны в сферическую. Для характеристики этого процесса введем величину процентного отклонения  $\delta l_b$  формы волны от сферической

$$\delta l_b = \frac{l_{b \max} + l_{b \min}}{(l_{b \max} + l_{b \min})/2} 100\%$$

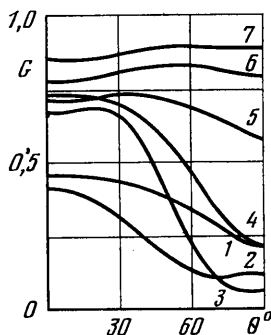
где  $l_{b \max}$  и  $l_{b \min}$  — соответственно максимальное и минимальное удаление от центра взрыва точек ударного фронта. Как видно из фиг. 1, для начального момента времени это отклонение меняется от 60% для конфигураций начальной области горячего газа, помеченных цифрами 1 и 3, до 100% — для конфигураций 2 и 4.

На фиг. 4 представлен ход изменения величины  $\delta l_b$  для рассчитанных конфигураций начальных областей 1-4 в зависимости от координаты  $\eta = l_{b \min}/R_0$ , характеризующей распространение фронта волны. Группы кривых, относящихся к различным начальным конфигурациям, отмечены соответствующими цифрами. Кривые для конфигураций 1 и 2 для нагляд-

ности изображены со сдвигом вверх по оси ординат на 50%. В каждой группе кривых сплошная линия соответствует энергии  $\Sigma_0=10^3$ , штриховая —  $\Sigma_0=10^4$ , штрихпунктирная —  $\Sigma_0=10^2$ . Знаки 5 на кривых означают выход  $\delta l_b$  на 5%-ную отметку. Форма ударной волны довольно быстро превращается в сферическую, причем тем быстрее, чем больше начальная энергия  $\Sigma_0$ . При этом кривые для  $\Sigma_0=10^3$  и  $10^4$  в конфигурациях 1 и 3 практически совпадают, а в конфигурациях 2 и 4 различаются незначительно. Напротив, случай малой энергии  $\Sigma_0=10^2$  (малых начальных температуры и перепада давления) отличается от остальных сильно. В целом для выхода формы волны на сферическую при 60%-ных начальных отклонениях рассмотренного вида требуются расстояния от 4 до 6 начальных



Фиг. 5



Фиг. 6

характерных размеров  $R_0$ . Для 100% начальных отклонений необходимы расстояния от 5 до 12  $R_0$ .

Для анализа выхода неоднородной взрывной волны на одномерный режим по интенсивности введем величину процентного отклонения  $\delta p_b$  избыточного давления на фронте волны  $\Delta p_b = p_b - p_\infty$  от его среднего значения

$$\delta p_b = \frac{\Delta p_{b \max} - \Delta p_{b \min}}{(\Delta p_{b \max} + \Delta p_{b \min})/2} 100\%$$

На фиг. 5 приведен график этой величины для начальной конфигурации заряда 2 в зависимости от координаты  $\eta = l_{b \min}/R_0$ . Сплошной линией показан случай начальной энергии  $\Sigma_0=10^3$ , штриховой и штрихпунктирной — соответственно  $10^4$  и  $10^2$ . Для поведения этой величины характерно следующее. При  $t=0$  интенсивность волны по фронту однородна и определяется распадом произвольного разрыва между однородными по пространству состояниями газа внутри и вне начального объема, т. е.  $\delta p_b=0$ . Затем следует резкое нарастание отклонений от однородных, определяемое неоднородной геометрией заряда. После достижения некоторого максимума происходит сначала быстрое, а затем все более медленное сглаживание возникших неоднородностей. При этом для взрыва с наибольшей энергией возможно нарушение монотонного характера выравнивания интенсивности волны, вызываемое неодновременным достижением ее участков достаточно сильной в этом случае и несферической по своей форме вторичной ударной волной. Величина  $\delta p_b$  достигает 5%-ного уровня отклонений от одномерных распределений для самого большого значения энергии  $\Sigma_0=10^4$  лишь на 30 характерных размерах  $R_0$ . Для меньших энергий процесс выравнивания затягивается до расстояний в 60 и более характерных размеров. На таких расстояниях ударная волна становится уже слабой.

Таким образом, отклонения от однородных распределений по интенсивности ударной волны сохраняются до весьма больших расстояний и на стадиях, когда ударная волна имеет не только сильную и среднюю, но и

слабую интенсивность. Это всегда следует иметь в виду исследователям, имеющим дело со взрывами зарядов неоднородных конфигураций. Быстрое превращение формы волны в сферическую может создать обманчивое впечатление и об однородности в интенсивности волны. Но это, как показывают данные и другие расчеты, далеко не так.

Что касается выхода внутренних распределений величин на одномерный режим, то здесь отметим следующее. В центральной области взрыва происходит очень быстрое выравнивание давления. На фоне его почти постоянного распределения заметны колебания небольшой амплитуды, являющиеся следствием волновых движений газа в указанной области. Плотность и модуль скорости там быстро уменьшаются до малых величин. Плотность затем постепенно возрастает, приближаясь к своему невозмущенному значению, а модуль скорости продолжает уменьшаться. На фоне малых значений скорости и плотности возникают большие процентные отклонения в решении от одномерного, которые затем сохраняются вплоть до поздних стадий движения. В особенности это касается такой чувствительной характеристики течения газа, как скорость. По абсолютной величине неоднородности скорости в центральной части взрыва заметно уменьшаются, но этот процесс затягивается до времен, когда основная ударная волна проходит уже десятки характерных расстояний  $R_0$ .

Ближе к фронту основной ударной волны отклонения от одномерного решения сохраняются не так долго. Например, на линии  $\lambda = R/R_b(\theta) = 0,7$  ( $\theta$  — угол, отсчитываемый от оси симметрии  $Z$  по часовой стрелке) в рассчитанных вариантах 5%-ные отклонения газодинамических функций от их одномерных значений достигаются на 6–10 характерных размерах задачи  $R_0$ . Причем в данном случае это происходит раньше для меньших энергий  $\Sigma_0$ . Иллюстрация этого дана на фиг. 6, где изображено распределение плотности  $G = \rho/\rho_\infty$  по угловой координате  $\theta$  для начальной конфигурации заряда 4 и энергии взрыва  $\Sigma_0 = 10^3$ . Цифры справа у каждой кривой дают соответствующее ей значение  $\eta = l_{b \min}/R_0$ . Качественное поведение кривых  $G(\theta)$  определяется конфигурацией заряда. Оно различно для разных конфигураций, но слабо зависит от величины  $\Sigma_0$ .

Проведенный анализ показывает, что для выхода неоднородного решения на одномерный режим требуются значительные расстояния. По интенсивности волны и по параметрам в центральной области взрыва они составляют 30–60  $R_0$  и более. Это существенно больше тех расстояний, на которых происходит в одномерном случае выход неточечного решения на точечный режим (выход в целом здесь наблюдается на расстояниях примерно в  $6R_0$ ). Отсюда можно сделать вывод, что для рассматриваемого класса взрывов вполне имеют смысл постановки задач о точечном взрыве с переменным по углу энерговыделением  $\Sigma_0(\theta)$ . На такие постановки задач о точечном взрыве в свое время указывал Л. И. Седов.

Расчеты, о которых идет речь в данной работе, проводились на трех различных разностных сетках из  $6 \times 10$ ,  $10 \times 20$ ,  $15 \times 30$  ячеек. Наиболее подробная сетка обеспечивала достаточную точность по всем необходимым параметрам, что проверялось путем сравнения решений на разных сетках. Об этом же свидетельствует, в частности, хорошая представимость высокоточного решения задачи о точечном взрыве в однородной атмосфере [4], полученного здесь на двумерной сетке для моментов времени, когда неточечное решение выходит на режим точечного взрыва.

Выводы, полученные в данной работе, относятся только к тому классу взрывных течений, который был указан и который характеризуется малой плотностью вещества «заряда» ( $\rho_0 \sim \rho_\infty$ ). Для взрывов конденсированных взрывчатых веществ общая картина процесса выхода неоднородного течения на одномерное и ее количественные характеристики будут во многом другими. Для квазицилиндрического взрыва тротилового бруса это было продемонстрировано в работе [8].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1965. 386 с.
2. *Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В.* Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961. 332 с.
3. *Коробейников В. П., Чушкин П. И.* Плоский, цилиндрический и сферический взрыв в газе с противодавлением.— В кн.: Неустановившиеся движения сжимаемых сред с взрывными волнами. М.: Наука, 1966, с. 4–34. (Тр. Матем. ин-та АН СССР, с. 87).
4. *Охоцимский Д. Е., Кондрашева И. Л., Власова З. П., Казакова Р. К.* Расчет точечного взрыва с учетом противодействия. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 66 с. (Тр. Матем. ин-та АН СССР, т. 50).
5. *Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А.* Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974. 255 с.
6. *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.
7. *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.
8. *Шуршалов Л. В.* Расчет взрыва тротилового бруса бесконечной длины.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1975, № 5, с. 130–135.

Москва

Поступила в редакцию  
30.III.1982