

6. Воробьев А. А., Евдокимов О. Б., Гусельников В. Н. Зарядка диэлектриков пучком заряженных частиц // Радиационная физика неметаллических кристаллов. — Киев: Наук. думка, 1970. — Т. 3.
7. Воробьев А. А., Гусельников В. Н., Евдокимов О. Б. Накопление объемного заряда при равномерном облучении диэлектриков быстрыми электронами // Химия высоких энергий. — 1974. — Т. 8, № 5.
8. Евдокимов О. Б., Соловьев Ю. К. К феноменологической модели накопления объемного заряда при высокоэнергетической инжекции электронов в высокоомные материалы // Изв. вузов. Физика. — 1980. — № 5.
9. Сичкарь В. П., Тютнев А. П. Радиационная проводимость полимерных материалов // Обзоры по отдельным производствам химической промышленности. — 1976. — Вып. 7 (97).
10. Архипов В. И., Герасимов Б. П., Кульчицкая И. А. и др. Ланжевеновское приближение в кинетике накопления объемного заряда в диэлектрике. — М., 1985. — (Препр./АН СССР, Ин-т проблем механики; № 63).
11. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике. Вычислительный эксперимент. — М.: Наука, 1982.
12. Шевелев Г. Е., Яловец А. П. Применение метода возмущений высших порядков в задаче переноса быстрых электронов в веществе с электрическим полем // Изв. вузов. Физика. — 1978. — № 10.
13. Евдокимов О. Б., Ягушкин Н. И. Взаимодействие электронного пучка с объемным зарядом в диэлектриках // ФТТ. — 1974. — Т. 16. — С. 574.

г. Челябинск

Поступила 7/IX 1989 г.,
в окончательном варианте — 10/X 1989 г.

УДК 533.6.011.72

И. В. Немчинов, А. И. Юрченко

УСИЛЕНИЕ НАПРАВЛЕННОСТИ РАЗЛЕТА ГАЗА ЗА СЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ

Точные частные решения уравнений газовой динамики [1, 2], справедливые при специальных начальных данных (движения с линейным распределением скоростей или с однородной деформацией), широко используются для получения качественной информации о характере разлета одно-, двух- и трехмерных газовых объемов в пустоту и количественных оценок [3—5]. На основе решения [2] в [3—5] рассмотрены адиабатические режимы разлета газового эллипсоида в вакуум с различным отношением начальных размеров этого эллипсоида вдоль его осей, в том числе сильно вытянутого (иглообразного) или сильно сжатого (дискообразного). Ускорение вдоль короткой оси больше, чем вдоль длинной, так как выше градиент давления. Величины ускорения вдоль осей становятся сравнимыми, когда размеры облака по всем осям одного порядка. Однако к этому времени достигнутые скорости вдоль короткой оси могут быть гораздо больше, чем вдоль длинной, а запас тепловой энергии в результате адиабатического охлаждения — незначительным, давление будет много ниже, чем начальное, и дальнейший разгон не может изменить соотношения скоростей. Поэтому разлет носит направленный характер, причем отношения размеров эллипсоида в инерционной стадии разлета будут обратными — наибольшая ось станет наименьшей.

Направленность разлета усиливается при переходе к очень длинной игле или к очень тонкому диску (фольге) и с ростом показателя адиабаты γ . Последнее объясняется тем, что чем больше γ , тем быстрее снижаются давление p и внутренняя энергия e единицы массы при уменьшении плотности ρ . Наоборот, как показано в [3], подвод энергии снижает направленность — подогреваемый в процессе разлета эллипсоид округляется.

В последнее время вновь возник интерес к задачам [1—5] разлета газа в пустоту в связи с рядом практических приложений [6—8], в том числе с задачей постепенного разгона испаряющейся фольги интенсивным лазерным излучением, мощным электронным и пучком или импульсом электрического тока. При высоких температурах плазмы существенным фактором становится ее тепловое излучение [9, 10], которое может привести к более быстрому, чем в адиабатическом случае, охлаждению и, следовательно, — к усилению направленности разлета.

Если импульс лазера или иного внешнего источника энергии коротких (длительность мала по сравнению со временем разлета и излучения), то его роль сводится лишь к заданию начальных температур и скоростей, поэтому, не конкретизируя способ нагрева плазмы, можно рассмотреть задачу о разлете ее в вакуум с заданными начальными параметрами.

При разлете тонких фольг, нагреваемых или (и) разгоняемых указанными способами, даже в начальной стадии разогрева и разгона толщина фольги обычно не превышает средней длины пробега испускаемого

ею излучения. Если это и не выполняется с самого начала, то по мере разлета плотность сгустка плазмы постепенно снижается и он становится прозрачным или полупрозрачным для собственного теплового излучения. Объемные потери энергии представимы в виде

$$(1) \quad f = 4\kappa_p \sigma T^4$$

(f — потери энергии единицей массы в единицу времени, T — температура, σ — постоянная Стефана — Больцмана, κ_p — массовый коэффициент поглощения, осредненный по Планку). Если условие прозрачности выполняется не для всех длин волн излучения, а часть его реабсорбирована, можно воспользоваться приближением квазиобъемного высвета [9—11], когда потери энергии по-прежнему представляются в виде (1), но вместо κ_p фигурирует эффективный массовый коэффициент поглощения κ_e : $f = 4\kappa_e \sigma T^4$. Значение κ_e с учетом реабсорбции определяется путем решения спектрального уравнения переноса для всех частот в равномерно нагретом слое газа при данной температуре T и плотности ρ и для характерного размера сгустка R или его удельной массы $m = \rho R$ для наименьшей оси эллипсоида. Величина κ_e соответствует реальному значению коэффициента черноты газа. Отметим, что для многократно, но не полностью ионизированной плазмы κ_e может быть на несколько порядков меньше κ_p [11].

Запишем уравнение энергии для объемных или квазиобъемных потерь

$$(2) \quad \partial e / \partial t + p \partial v / \partial t = -f$$

(v — удельный объем ($v = \rho^{-1}$)). Пусть f зависит от термодинамических параметров степенным образом:

$$(3) \quad f = Fe^{-\alpha\rho\beta} = Fe^{-\alpha v^{-\beta}}.$$

Уравнение состояния представим как

$$(4) \quad e = pv / (\gamma - 1)$$

(γ — эффективный показатель адиабаты).

Для алюминия в диапазоне $T = 10$ — 120 эВ можно считать, что $\kappa \sim T^{-3}v^{-2/3}$, причем $e \sim T^{3/2}$ [11], поэтому в данном случае $\alpha = -2/3$, $\beta = 2/3$, $\gamma = 1,2$.

Рассмотрим трехмерные движения газа. Уравнения движения и неразрывности для лагранжевых переменных в декартовой системе координат имеют вид

$$(5) \quad \begin{aligned} \partial u_i / \partial t + v \partial p / \partial x_i &= 0 \quad (i = 1, 2, 3), \\ \frac{v(\xi_n, t)}{v(\xi_n, 0)} - \frac{\partial x_1, \partial x_2, \partial x_3}{\partial \xi_1, \partial \xi_2, \partial \xi_3} &= 1, \quad \partial x_i / \partial t = u_i, \end{aligned}$$

где x_i — эйлерова координата точки ($x_i = x_i(t, \xi_n)$, $n = 1, 2, 3$); ξ_i — лагранжева координата точки ($\xi_i = x_i(0)$); u_i — скорость лагранжевой точки ξ_i с координатами x_i в эйлеровой системе. Систему (2)—(5) можно привести к безразмерному виду с помощью преобразования:

$$(6) \quad \begin{aligned} u_i &= u_* u'_i, \quad v = v_* v', \quad e = e_* e', \\ t &= t_* t', \quad p = p_* p', \quad x_i = x_* x'_i, \quad \xi_i = x_* \xi'_i, \quad f = f_* f' \end{aligned}$$

(штрихами отмечены безразмерные величины). Из восьми размерных множителей независимыми являются лишь три. Выберем в качестве независимых параметров характерные: $x_* = (\xi_i^0)_{\min}$ — минимальный размер рассматриваемого объема (для фольги — ее толщина), p_* — начальное давление в плазме, v_* — начальный удельный объем. Остальные размерные величины определяются соотношениями

$$(7) \quad e_* = p_* v_*, \quad u_* = \sqrt{e_*}, \quad t_* = x_* / u_*, \quad f_* = Fe_*^{-\alpha} v_*^{-\beta}.$$

Таким образом, имеем характерные величины: e_* — внутренняя энергия на начальной стадии разлета, t_* — газодинамическое время разлета вдоль короткой оси, причем без учета потерь на излучение, u_* — скорость струи после выхода на асимптотику, f_* — потери энергии на излучение. Введем безразмерный параметр $Q = \frac{f_* t_*}{e_*} = \frac{F t_*}{e_*} \frac{1}{e_*^{\alpha} v_*^{\beta}}$, представляющий собой отношение характерных времени газодинамического движения t_* к времени вывета $t_r = e_*/f_*$.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть разлет алюминиевой фольги размером $x_* = 0,3$ мм и $\rho_* = 3 \cdot 10^{-3}$ г/см³ происходит при $T_* = 120$ эВ. Коэффициент черноты $\eta \sim 2 \cdot 10^{-3}$ [11]. При $e_* = 10^4$ кДж/г t_r составит 6 нс. Поскольку $t_* = 2$ нс, то $Q = 0,3$. При этом потери на излучение будут оказывать существенное влияние на газодинамическое движение. В дальнейшем используем лишь безразмерные переменные, опуская штрих при них. Все уравнения системы (2)–(5) инвариантны относительно преобразования (6), (7), кроме уравнения энергии (4), которое примет вид

$$(8) \quad \partial e / \partial t + p \partial v / \partial t = Q e^{-\alpha} v^{-\beta}.$$

В общем случае необходимо численно решать систему (4), (5) и (8). Однако для оценки характера поведения разлетающейся плазмы, как было установлено путем сравнения с результатами численных расчетов, возможно использование автомодельной постановки задачи или точных частных решений соответствующих задач.

Считаем, что движение с потерями на излучение происходит в так называемом регулярном режиме, и ищем решение системы в разделяющихся переменных:

$$(9) \quad x_i = x_i^0(t) X_i(\xi_n), \quad u_i = u_i^0(t) U_i(\xi_n), \\ p = p^0(t) P(\xi_n), \quad v = v^0(t) V(\xi_n), \quad e = e^0(t) E(\xi_n).$$

Естественно положить $e^0 = p^0 v^0 / (\gamma - 1)$, $E = PV$. Будем считать, что p^0 , v^0 и e^0 — термодинамические параметры в центре рассматриваемого объема, тогда $P(0) = V(0) = E(0) = 1$. Не нарушая общности, примем $x_i^0(0) = 1$, тогда $X_i(\xi_n) = \xi_i$. Обозначив $x_i^0(t) = \varphi_i(t)$, получим

$$(10) \quad x_i = \varphi_i \xi_i, \quad u_i = \xi_i \frac{d\varphi_i}{dt} = \frac{x_i}{\varphi_i} \frac{d\varphi_i}{dt}, \\ \frac{\partial x_1}{\partial \xi_1} \frac{\partial x_2}{\partial \xi_2} \frac{\partial x_3}{\partial \xi_3} = \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3, \quad \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial P}{\partial \xi_i} \frac{p^0(t)}{\varphi_i(t)}.$$

Таким образом, подставляя (9) и (10) в (8) и (5), имеем две системы обыкновенных дифференциальных уравнений

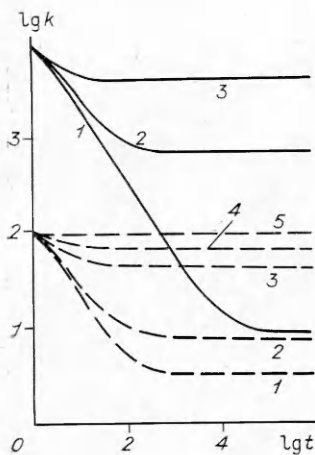
$$(11) \quad \frac{de^0}{dt} + p^0 \frac{dv^0}{dt} = -QC_e (e^0)^{-\alpha} (v^0)^{-\beta}, \\ \varphi_i \frac{d^2 \varphi_i}{dt^2} \frac{1}{p^0 v^0} = C_i, \quad v^0 = \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3, \quad e^0 = p^0 v^0 / (\gamma - 1)$$

для нахождения зависимости от времени, а также для определения распределения параметров по лагранжевой координате:

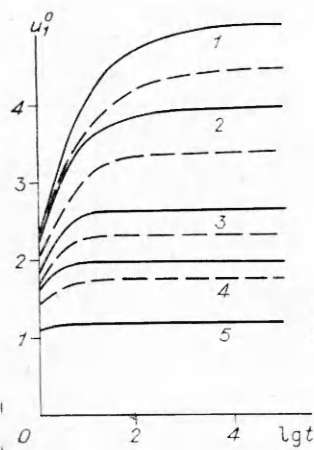
$$(12) \quad (PV)^{-(\alpha+1)} V^{-\beta} = C_e, \quad -V/\xi_i \partial P / \partial \xi_i = C_i.$$

Входящие в (11), (12) C_e и C_i — разделительные константы. При выборе $C_e = 1$ первое из уравнений (12) сводится к виду $PV^n = 1$ ($n = 1 + \beta/(1 + \alpha)$). Поскольку происходит разлет в вакуум и на границе рассматриваемого $p = 0$, то вторая группа уравнений решается при граничных условиях

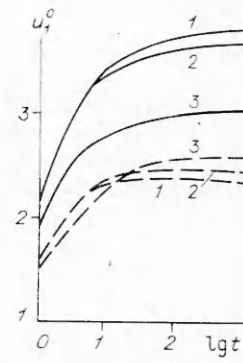
$$(13) \quad P(\xi_i) \Big|_{\sum_{i=1}^3 \xi_i^2 / \xi_{i0}^2 = 1} = 0.$$



Р и с. 1



Р и с. 2



Р и с. 3

Из этого следует, что $C_i = \frac{2n}{n-1} \frac{1}{\xi_{i0}^2}$. Распределение давления, удельного объема и внутренней энергии находим в аналитическом виде (оно аналогично приведенному в [3] для задачи разлета с нагревом)

$$P = (1 - x^2)^{n/(n-1)}, \quad V = (1 - x^2)^{1/(n-1)},$$

$$E = PV = 1 - x^2, \quad x^2 = \sum_{i=1}^3 \xi_i^2 / \xi_{i0}^2.$$

Здесь ξ_{i0} — максимальные размеры эллипсоида по его осям. Скорость же, как и в [1—3], линейно распределена по координатам: $u_i = u_i^0 \xi_i / \xi_{i0}$ (u_i^0 — скорости края эллипсоида по его осям). Перепишем систему с использованием безразмерных величин, зависящих только от t , опуская для удобства индекс у p^0 и v^0 :

$$(14) \quad \varphi_i d^2 \varphi_i / dt^2 = p v C_i,$$

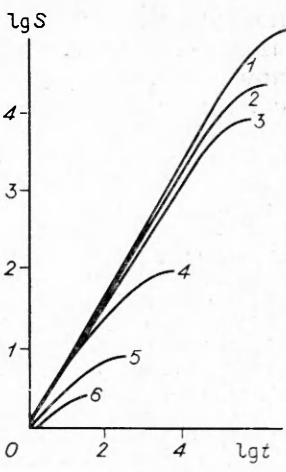
$$\frac{dp}{dt} = -Q \frac{(pv)^{-\alpha} v^{-\beta}}{v} (\dot{v} - i) - \frac{p}{v} \frac{dv}{dt} \gamma, \quad v = \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3.$$

Приведем результаты расчетов системы (14) для $\alpha = -2/3$ и $\beta = 2/3$ в случае осесимметричных течений, в которых $\varphi_2 \equiv \varphi_3$, т. е. для дискообразного эллипсоида. Цель численных расчетов — определение зависимости характеристик плазменной струи от параметра Q и $\eta = \xi_3^0 / \xi_1^0$ — степени сжатости эллипсоида. Отмечено, что действительно, высвет усиливает направленность. Чем больше Q , тем быстрее уменьшаются давление и внутренняя энергия за счет лучеиспускания и газ успевает разогнаться лишь вдоль короткой оси. Это объясняется тем, что разгон вдоль длинной оси происходит лишь на поздних стадиях, когда газ уже остыл.

Расчеты проведены для различных Q и η . Для характеристики направленности разлета введен коэффициент $k = u_1^0 / u_2^0$, т. е. отношение скоростей вдоль короткой и длинной осей. Зависимость $k(t)$ приведена на рис. 1 для $\eta = 10^4$ (сплошные линии) и 10^2 (штриховые). Кривые 1—5 отвечают $Q = 0,02; 0,2; 0,6; 1,0; 2,0$. Видно, что k равномерно убывает с ростом Q . При $Q \gg 2$ имеет место очень быстрое остывание газа, в результате $k = \eta$. Таким образом, в течение всего времени разлет происходит практически в виде плоского диска. Расчеты для других η показали, что k равномерно растет с η при фиксированных Q . Соответственно, чем больше η , тем больше асимптотическое значение $k(\infty)$.

На рис. 2 дана зависимость u_1^0 (безразмерной скорости на краю эллипсоида вдоль его короткой оси) от t для $\eta = 10^4$ (сплошные линии) и 10^2 (штриховые) для тех же Q , что и на рис. 1. С ростом Q скорость u_1^0

уменьшается. Это связано с уменьшением тепловой энергии за счет высвечивания, а также с понижением давления и ускорения. Сравнивая между собой аналогичные зависимости $u_1^0(t)$ для различных η при фиксированных значениях Q , получаем, что при $Q = 0,2$ (рис. 3, сплошные линии) равномерно возрастает u_1^0 с увеличением η . При $Q = 0,6$ (штриховые) имеет место некоторая неравномерность. Линии 1—3 отвечают $\eta = 10^4, 10$ и 1. При выходе на асимптотику скорость сферы ($\eta = 1$) выше, чем скорость тонкой фольги ($\eta \gg 1$) — штриховые линии на рис. 3. При этом в начальной стадии разлета скорость для тонкой фольги выше, чем для сферы, а затем сфера обгоняет по скорости фольгу. Это связано с тем, что более быстрое падение плотности для сферы уменьшает интенсивность высвечивания при том же значении Q .



Р и с. 4

В данной задаче о разлете эллипсоида с самого начала есть градиент давления по всем его осям, хотя и разный, поэтому асимптотический (по времени) закон изменения плотности при любых отношениях начальных размеров по различным осям одинаков и совпадает с таковым для сферы ($\rho \sim 1/t^3$). Хотя эффект направленности и присутствует, а для дискообразных и удлинённых эллипсоидов он весьма значителен, тем не менее закон падения ρ с t одинаков и выигрыш может быть лишь в определенное количество раз. Это связано с неравномерным распределением начальной плотности и давления, в том числе и вдоль длинной с-и.

Вместе с тем в случае нагрева тонкой нити или плоской фольги лазером, электропучком при равномерном облучении нити или фольги давление вдоль длинной оси будет достаточно долго одинаковым во всей ее центральной области до тех пор, пока в соответствующие точки не придут волны разрежения от краев диска. Поэтому во всей центральной области нити или диска течение в этой стадии одномерно. В то же время, если нить или фольга тонкие, то довольно быстро волна разрежения пройдет по радиусу до оси нити или по всей толщине диска до ее плоскости симметрии и возникнет градиент давления и плотности по радиусу или в направлении, перпендикулярном плоскости диска. Это позволяет найти распределение скорости звука по радиусу нити или толщине диска и закон ее изменения во времени в одномерной зоне, а значит, форму и положение во времени границы волны разрежения. Таким образом, можно проследить за процессом разрушения одномерной зоны. Для адиабатического случая это сделано в [12], там отмечено, что по мере остывания газа и уменьшения скорости звука продвижение волны разрежения замедляется. Более того, оказалось, что для длинной нити в течение всего времени может сохраниться одномерный участок разлета, причем его длина возрастает по мере увеличения показателя адиабаты γ . Очевидно, что высвечивание приведет к более быстрому охлаждению газа, замедлит скорость распространения волны разрежения от концов нити или с краев диска и увеличит время существования одномерной картины разлета.

Наиболее высокая температура и наибольшая скорость звука, согласно (13), достигаются в плоскости диска. Размеры \tilde{R}_1 области, занятые одномерным течением, определяются в виде

$$(15) \quad R_1 = \eta - S(t), \quad S = \int_0^t c^0(t) dt$$

(c^0 — безразмерная скорость звука в плоскости диска, S — путь, пройденный волной разрежения за время t). На рис. 4 приведена зависимость $S(t)$ для $Q = 0,01; 0,02; 0,03; 0,1; 0,2; 1,0$ (линии 1—6). При больших Q , т. е. при интенсивном свете, S существенно сокращается и длина одно-

мерного участка увеличивается. Таким образом, высвет усиливает направленность разлета. Для широкого плоского диска ($\eta \gg 1$) при сильном высвете разлет центральной части все время происходит плоским образом, хотя и медленнее, чем в адиабатическом случае.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Изд. 10-е.— М.: Наука, 1987.
2. Овсянников Л. В. Новое решение уравнений гидродинамики // ДАН СССР.— 1956.— Т. 111, № 47.
3. Немчинов И. В. Разлет трехосного эллипсоида в регулярном режиме // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 1.
4. Pert G. J. Self-similar flows with uniform velocity gradient and use in modelling the free expansion of polytropic gases // J. Fluid Mech.— 1980.— V. 100, N 2.
5. Pert G. J. Two-dimensional hydrodynamic models of laser-produced plasma // J. Plasma Phys.— 1989.— V. 41, N 2.
6. Rosen M. D., Trebes J. E., Mac Gowan B. I. et al. Dynamic of collisional excitation X-ray lasers // Phys. Rev. Lett.— 1987.— V. 59, N 20.
7. London R. A., Rosen M. D. Hydrodynamics of exploding foil X-ray lasers // Phys. Fluids.— 1986.— V. 29, N 11.
8. Hunter I. H., London R. A. Multidimensional similarity models for exploding foils // Phys. Fluids.— 1988.— V. 31, N 10.
9. Немчинов И. В. О движениях нагреваемого и интенсивно излучающего газа // Современные проблемы механики сплошных сред.— М.: МФТИ, 1985.
10. Голубь А. П., Добкин А. В., Немчинов И. В. Тепловое излучение лазерной плазмы // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1988.— Т. 52, № 9.
11. Буздин В. П., Добкин А. В., Косарев И. Б. и др. Термодинамические и оптические свойства высокотемпературной плазмы.— М., 1983.— Деп. в ВИНТИ 02.01.84, № 52—84.
12. Смирнов В. А. Течение в однородно расширяющемся слое и разлет газового объема в пустоту // ПММ.— 1965.— Т. 29, № 5.

г. Москва

Поступила 22/1 1990 г.

УДК 538.4

А. М. Бергельсон, Ю. П. Райзер, С. Т. Суржиков

ТОЧЕЧНЫЙ ВЗРЫВ В СРЕДЕ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ И СЛЕДСТВИЯ КОНЕЧНОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Введение. Взрыв в пустоте или в разреженном газе в присутствии магнитного поля есть прообраз ряда природных космических и лабораторных процессов [1]; экспериментальные взрывы в верхней атмосфере [2, 3] породили поток расчетно-теоретических работ. В [4, 5] рассматривались магнитное торможение и превращения энергии плазменного облака при разлете в пустоту; в [5] это сделано путем численного решения двумерных уравнений газодинамики. На основе гибридной модели изучалось бесстолкновительное взаимодействие с замагниченной средой одномерного цилиндрического [6] и двумерного «сферического» [7] плазменных облаков. В [8] в магнито-гидродинамическом приближении рассчитывался одномерный цилиндрический взрыв.

Даже без магнитного влияния крупномасштабный взрыв на высоте двумерен из-за неоднородности атмосферы по вертикали; детальные расчеты даны в [9]. При действии наклонного к вертикали магнитного поля течение становится трехмерным. Естественно, возрастают и трудности расчета, в высшей степени усугубляемые трудностями выбора физической модели (столкновительное-бесстолкновительное течение, переменность ионизации и т. д.). Поэтому для понимания явлений полезны решения простых модельных задач, учитывающих какую-то часть реальных особенностей процесса. В этих целях в данной работе сделан следующий шаг по сравнению [8]: в МГД-приближении рассматривается «сферический» взрыв. Путем соответствующего усреднения по углам реально двумерная в случае однородной среды задача превращается в одномерную. В рамках секторного [9] приближения исследован и случай неоднородной атмосферы. Для решения этих задач применена схема второго порядка точности метода крупных частиц с введением искусственной вязкости. В заключение затронут вопрос об уточнении приближения идеальной проводимости и вытекающих отсюда выводов.