

ветствующий решению при $t < 0$, т. е. процессу сжатия, если до встречи характеристики с поршнем не образуется ударная волна. Учитывая приближительность аппроксимации функции $\rho(r)$, не имеет смысла строго исследовать вопрос образования ударной волны, предполагая возможным при необходимости сгладить функции в малой окрестности точки r_1 .

Анализ соотношений (4) показывает, что при $\alpha_2 > \alpha_1$ эффективность сжатия повышается, т. е. $J(\alpha_1, \alpha_2) > J(\alpha_1)$, но сжатие сплошной мишени по схеме, основанной на описанном выше решении с показателем автомодельности $\delta = 1$ при $\alpha_2 > \alpha_1$, невозможно, так как константа c_1 при этом должна превысить значение, допускаемое заданной энергией. Последнее легко показывается, так как решение в окрестности начала координат известно и описывается формулами (2), и, следовательно, улучшить подобным образом указанную схему нельзя. При схлопывании полый мишени константа c_1 может быть увеличена при той же общей вложенной энергии, так как эта энергия почти полностью может быть израсходована на работу поршня к моменту пересечения траектории поршня и особой характеристики, бегущей в центр. После остановки поршня волна разрежения вызовет распределение плотности в периферийной части мишени с $\alpha_2 > \alpha_1$, таким образом, эффективность сжатия полый мишени повысится.

Поступила 10 IX 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Забабахин И. Е., Симоненко В. А. Сферическая центрированная волна сжатия. — Изв. АН СССР. ПММ, 1978, т. 42, № 3.
2. Каждан Я. М. К вопросу об адиабатическом сжатии под действием сферического поршня. — ПМТФ, 1977, № 1.
3. Анисимов С. И., Иванов М. Ф., Иногамов Н. А. Динамика лазерного сжатия и нагревания простых мишеней. Черногловка, 1977.
4. Kidder R. E. Theory of homogeneous isentropic compression and its application to laser fusion. — Nuclear fusion, 1974, vol. 14, N 1.
5. Свалов А. М. К вопросу о сжатии сферических мишеней. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1982, № 3.
6. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
7. Брушлинский К. В., Каждан Я. М. Об автомодельных решениях некоторых задач газовой динамики. — УМН, 1963, т. 18, вып. 2(110).

УДК 534.222.2 + 532.529

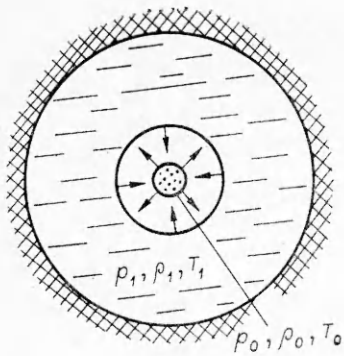
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВЗРЫВА НА СПЛОШНУЮ СРЕДУ

Г. А. Алексеев, В. П. Коробейников, В. В. Марков,
В. И. Хрипунов, К. Б. Шерстнев

(Москва)

В связи с вопросами преобразования энергии взрыва в электрическую или механическую возникает следующая задача. Имеется плазменный шарик радиуса r_* , который характеризуется параметрами ρ_0 , T_0 , и при $t = 0$ из этого шарика происходит мгновенный вылет фотонов и микрочастиц с большими скоростями, а также начинается расширение его в сферическую каверну, пространство вне которой заполнено сплошной средой с параметрами ρ_1 , T_1 (фиг. 1). Окружающую среду можно считать конденсированной и изучать ее в предположении гидродинамического описания. Будем также предполагать, что окружающая среда эффективно поглощает энергию частиц, образующихся при взрыве, так что основная часть энергии взрыва передается среде в некоторой окрестности центра выделения энергии. Для определения параметров возникающего движения необходимо составить математическую модель изучаемого течения, т. е. написать уравнения движения сплошной среды, взаимодействующей с частицами и со световым излучением, а также указать начальные и граничные условия.

В данной работе представлена математическая модель отмеченных явлений и рассмотрен взрыв в полости, окруженной водой.



Ф и г. 1

1. Уравнения движения. Полная система уравнений, определяющая поведение среды и распространяющихся в ней потоков частиц и фотонов, состоит из уравнений гидродинамики, в которых, однако, учтены вклад в силовое воздействие на среду, а также энергообмен со средой частиц и излучения, и уравнений переноса с учетом рассеяния и поглощения для частиц и излучения.

Уравнение неразрывности

$$(1.1) \quad d\rho/dt + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} = 0.$$

Здесь ρ — плотность; \mathbf{v} — скорость среды. Плотность частиц во все моменты времени

предполагаем малой, так что частицы не дают существенного вклада в инерционные свойства среды.

Уравнения Навье — Стокса

$$(1.2) \quad \rho \frac{dv^i}{dt} = -\nabla^i p + \nabla_j \tau^{ij} + F_{(p)}^i + F_{(R)}^i + F_{(ex)}^i.$$

Здесь $\nabla_j \tau^{ij}$ — дивергенция тензора вязких напряжений

$$(1.3) \quad \tau^{ij} = \zeta_1 \left(\nabla^i v^j + \nabla^j v^i - \frac{2}{3} g^{ij} \nabla_k v^k \right) + \zeta_2 g^{ij} \nabla_k v^k,$$

где ζ_1 и ζ_2 — коэффициенты вязкости, зависящие, вообще говоря, от плотности и температуры среды. Входящие в правую часть (1.2) силы, обусловленные воздействием на среду потоков частиц ($F_{(p)}^i$) и излучения ($F_{(R)}^i$), можно представить в виде

$$(1.4) \quad F_{(p)}^i = -\frac{dp_{(p)}^i}{dt} - \nabla_j \tau_{(p)}^{ij}, \quad F_{(R)}^i = -\frac{dp_{(R)}^i}{dt} - \nabla_j \tau_{(R)}^{ij},$$

где $p_{(p)}^i$, $p_{(R)}^i$ — объемные плотности импульсов; $\tau_{(p)}^{ij}$ и $\tau_{(R)}^{ij}$ — плотности потоков импульсов частиц и излучения. Величины $p_{(p)}^i$, $p_{(R)}^i$, $\tau_{(p)}^{ij}$, $\tau_{(R)}^{ij}$ выражаются в интегральном виде через функции распределения частиц и фотонов (соответствующие выражения даны ниже). Величина $F_{(ex)}^i$ в (1.2) есть внешняя по отношению к системе среда + частицы + излучение сила.

Уравнение притока тепла

$$(1.5) \quad \frac{dU}{dt} = -p \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho} \right) + \frac{1}{\rho} \tau^{ij} e_{ij} + \frac{dq^{(e)}}{dt},$$

где U — внутренняя энергия.]

Второй член в правой части (формула Гиббса) выражает нескомпенсированное тепло, причем $e_{ij} = \nabla_i v_j + \nabla_j v_i$ — тензор скоростей деформации среды. Третье слагаемое в правой части (1.5) есть внешний приток тепла к единице объема среды. Этот приток тепла, приведенный на единицу массы среды, складывается из следующих величин:

$$(1.6) \quad \frac{dq^{(e)}}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla_j (\eta \nabla^j T) + \frac{dq_{(p)}^{(e)}}{dt} + \frac{dq_{(R)}^{(e)}}{dt} + \frac{dq_{(ex)}^{(e)}}{dt}.$$

Здесь первое слагаемое обусловлено обычной теплопроводностью, причем коэффициент теплопроводности η может зависеть от плотности и температуры среды; второе и третье слагаемое есть притоки тепла к частице среды за счет взаимодействия соответственно с потоками частиц и излучения; последнее слагаемое в (1.6) есть приток тепла к системе среда + частицы + излучение.

Аналогично (1.4) величины $\rho dq_{(p)}^{(e)}/dt$ и $\rho dq_{(R)}^{(e)}/dt$ представим в виде

$$(1.7) \quad \rho \frac{dq_{(p)}^{(e)}}{dt} = -\frac{dE_{(p)}}{dt} - \nabla_k \Pi_{(p)}^k, \quad \rho \frac{dq_{(R)}^{(e)}}{dt} = -\frac{dE_{(R)}}{dt} - \nabla_k \Pi_{(R)}^k,$$

где $\bar{E}_{(p)}$ и $E_{(R)}$ означают соответственно объемную плотность энергии частиц и фотонов, а величины $\Pi_{(p)}^k$ и $\Pi_{(R)}^k$ — плотность потоков энергии частиц и излучения.

Величины $E_{(p)}$, $\Pi_{(p)}^k$, $\tau_{(p)}^{ij}$ для потока частиц, так же как и $E_{(R)}$, $\Pi_{(R)}^k$, $\tau_{(R)}^{ij}$ для излучения, могут быть выражены соответственно через функции распределения частиц N и излучения I_ν . Функция N зависит от пространственных координат, от энергии частиц E и от компонент единичного вектора ω^i . Величина $N(x^k, E, \omega^i)dEd\Omega$ есть пространственная плотность числа частиц, движущихся в данном месте и имеющих направление скорости в пределах телесного угла $d\Omega$ вблизи направления ω^i и энергию в интервале $(E, E + dE)$. Аналогично функция $I_\nu(x^k, \nu, \omega^i)$ определяется так, что величина $(1/c)I_\nu d\nu d\Omega$ есть пространственная плотность энергии излучения, распространяющегося в данном месте в пределах телесного угла $d\Omega$ в направлении ω^i и лежащего в интервале частот $(\nu, \nu + d\nu)$. Для плотностей энергий, импульсов и плотностей потоков имеем

$$(1.8) \quad \begin{aligned} E_{(p)} &= \int ENdEd\Omega, \quad E_{(R)} = \frac{1}{c} \int I_\nu d\nu d\Omega, \\ \Pi_{(p)}^i &= \int \omega^i u ENdEd\Omega, \quad \Pi_{(R)}^i = \int \omega^i I_\nu d\nu d\Omega, \\ p_{(p)}^i &= \int \omega^i m_0 u N dEd\Omega, \quad p_{(R)}^i = \frac{1}{c} \int \omega^i I_\nu d\nu d\Omega, \\ \tau_{(p)}^{ij} &= \int \omega^i \omega^j m_0 u^2 N dEd\Omega, \quad \tau_{(R)}^{ij} = \int \omega^i \omega^j I_\nu d\nu d\Omega, \end{aligned}$$

где m_0 — масса покоя частицы, а их скорость $u = \sqrt{2E/m_0}$.

Функции $N(x^k, E, \omega^i)$ и $I_\nu(x^k, \nu, \omega^i)$ должны удовлетворять соответственно уравнениям переноса частиц и излучения.

Уравнение переноса частиц [1]

$$(1.9) \quad \frac{1}{u} \frac{dN}{dt} + \omega^k \nabla_k N + \Sigma N = \int_0^\infty \Sigma_s(E') \int_\Omega g_{(p)}(E, E', \Omega, \Omega') N(E', \Omega') dE' d\Omega' + q_{(p)}.$$

Здесь $\Sigma = \Sigma_a + \Sigma_s$, Σ_a — макроскопическое сечение поглощения; Σ_s — сечение рассеяния частиц; $g_{(p)}$ — функция рассеяния, вид которой определяется дополнительно принимаемыми гипотезами относительно элементарного рассеяния и свойствами участвующих во взаимодействии частиц.

Входящие в уравнение (1.9) величины Σ_a , Σ_s , $q_{(p)}$ могут зависеть от плотности, температуры среды, а также других физико-химических параметров среды и наряду с функцией рассеяния должны быть дополнительно определены экспериментально или исходя из каких-либо теоретических соображений.

Уравнение переноса излучения в предположении локального термодинамического равновесия

$$(1.10) \quad \frac{n_\nu}{c} \frac{d}{dt} I_\nu + \omega^k \nabla_k I_\nu + k_\nu I_\nu = k_\nu \left[(1 - \lambda_\nu) B_\nu(T) + \frac{\lambda_\nu}{4\pi} \int_0^\infty \int_\Omega I_\nu g_\nu(\nu, \nu', \omega, \omega', \mu_0) d\nu' d\Omega' \right].$$

Здесь n_ν — показатель преломления для среды на частоте ν ; $k_\nu = k_{a\nu} + k_{s\nu}$; $\lambda_\nu = k_{s\nu}/k_\nu$; $k_{a\nu}$ — коэффициент поглощения; $k_{s\nu}$ — коэффици-

ент рассеяния излучения на частоте ν . Эти коэффициенты могут зависеть, вообще говоря, от температуры и плотности среды и, возможно, от других ее физико-химических характеристик и определяются экспериментально или теоретически. Функция g_ν есть функция рассеяния, определяемая дополнительно; функция $B_\nu(T)$ имеет вид

$$(1.11) \quad B_\nu(T) = \frac{2\hbar\nu^3}{c^2} \frac{1}{(e^{\hbar\nu/kT} - 1)}.$$

Используя уравнения переноса (1.9)–(1.11), можно получить выражения для сил $F_{(p)}^i$ и $F_{(R)}^i$ в (1.2) и притоков тепла $\frac{d}{dt}q_{(p)}^{(e)}$ и $\frac{d}{dt}q_{(R)}^{(e)}$ в (1.6) через функции распределения частиц и квантов. Для этого достаточно использовать выражения (1.4), (1.7), в которых правые части вычисляются из уравнений переноса путем интегрирования этих уравнений с весом, определяемым выражениями (1.8). Для замыкания системы к описанным уравнениям необходимо добавить уравнения состояния среды $T = F(U, \rho)$, $p = \Phi(U, \rho)$.

2. Приближенное аналитическое описание воздействия потоков микрочастиц на поглощающую среду. Рассмотрим простейшую модель процесса взаимодействия потока частиц высокой энергии с однородной покоящейся в начальный момент средой. Будем далее предполагать, что процесс поглощения и рассеяния частиц средой можно приближенно описать некоторым эффективным коэффициентом поглощения. Кроме того, предположим, что частицы поглощаются средой и передают ей энергию за столь короткое время, за которое среда не успевает существенно переместиться. Для этого необходимо, очевидно, чтобы среднее время, за которое происходит поглощение частицы, было много меньше характерного гидродинамического времени рассматриваемой задачи. При этом условии решение задачи о поведении среды и распространяющихся в ней потоков частиц и излучения распадается на два этапа. Первый этап — решение уравнений переноса в неподвижной среде с соответствующими начальными и граничными условиями и последующее определение распределений энергии и импульса, переданных среде частицами и излучением за счет их поглощения и рассеяния. Таким образом, влияние частиц и излучения на движение среды сводится к созданию определенного начального состояния, которое и следует принять за начальное условие при решении гидродинамической задачи. Второй этап состоит в решении гидродинамической задачи о движении среды со специальными (определенными на первом этапе) начальными данными.

Рассмотрим первую часть задачи, т. е. определим то состояние среды, которое образовалось в результате рассеяния и поглощения средой потоков частиц высокой энергии. Для определенности будем считать, что частицы вылетают из центра сферической полости радиуса r_0 , вне которой все пространство заполнено поглощающей средой.

Как уже было сказано, будем считать, что рассеяние и поглощение можно описать уравнением переноса с некоторым эффективным коэффициентом поглощения α , так что уравнение переноса в неподвижной среде будет иметь вид

$$\frac{1}{v} \frac{dN}{dt} + \omega^k \nabla_k \bar{N} + \alpha \Theta(r - r_0) N = \frac{N_0}{4\pi v} \delta(t) \delta(\mathbf{r}),$$

где $\Theta(r - r_0)$ есть Θ -функция, описывающая «включение» поглощения в среде вне полости; N_0 — полное число испущенных в среду частиц; v — их скорость. Справа в этом уравнении стоит член, описывающий точечный импульсный источник частиц, расположенный в начале координат.

Решение этого уравнения при $r > r_0$ имеет вид

$$(2.1) \quad N = \frac{N_0}{4\pi} \Theta(t) \frac{\delta(r - vt)}{r^2} e^{-\alpha(r-r_0)} \delta\left(\frac{\mathbf{r}}{r} - \boldsymbol{\omega}\right).$$

Интегрированием (2.1) по углам определяется выражение для пространственной плотности частиц:

$$n(\mathbf{r}, t) = \int N d\Omega = \frac{N_0}{4\pi r^2} \Theta(t) \delta(r - vt) e^{-\alpha(r-r_0)}.$$

Для объемных плотностей энергии и импульса, переданных среде, имеем

$$(2.2) \quad \begin{aligned} \frac{dQ_{(p)}}{dt} &= \int E_0 N d\Omega = E_0 n(\mathbf{r}, t), \\ \frac{d\mathbf{p}_{(p)}}{dt} &= \int \omega N m_0 v d\Omega = m_0 v n(\mathbf{r}, t) \frac{\mathbf{r}}{r}. \end{aligned}$$

Из (2.2) интегрированием по времени определяется выражение для плотностей полной энергии и импульса, переданных среде:

$$(2.3) \quad \begin{aligned} Q_{(p)} &= \frac{\alpha \mathcal{E}}{4\pi r^2 \rho_1} e^{-\alpha(r-r_0)}, \\ \mathbf{p}_{(p)} &= \frac{\alpha m_0 v N_0}{4\pi r^2 \rho_1} e^{-\alpha(r-r_0)} = \left(\frac{m_0 v}{E_0} \right) Q_{(p)}. \end{aligned}$$

Здесь $\mathcal{E} = E_0 N_0$ — полная энергия, уносимая частицами; ρ_1 — плотность поглощающей среды. В интересующей нас задаче влиянием $p_{(p)}^i$ можно пренебречь.

Вычислим далее величину выделяющейся энергии в случае, когда источником частиц высокой энергии служит сильно сжатый плазменный шарик радиуса $\sim 10^{-2}$ см и массой $\sim 10^{-3}$ г, расширяющийся в сферической полости, окруженной водой. Пусть за время разлета шарика $\sim 10^{-11}$ с в окружающую среду вылетает $N_0 \approx 10^{19}$ частиц со средней энергией $E_0 \approx 14,1$ МэВ на одну частицу, уносящих до 70% энергии шарика. Остальная часть начальной энергии шарика уносится излучением или остается в плазме в виде тепловой энергии разлетающихся остатков.

Подставляя эти величины в (2.3) и полагая плотность воды $\rho_1 = 1$ г/см³, а коэффициент поглощения α в воде равным $0,05$ см⁻¹, получаем

$$(2.4) \quad Q_{(p)} = 2 \cdot 10^4 \left(\frac{1 \text{ см}}{r} \right)^2 e^{-\alpha(r-r_0)} \left(\frac{\text{кал}}{\text{г}} \right).$$

Из (2.4) видно, что при малых размерах полости ($r_0 \sim 1$ см) вблизи ее границы выделяется значительное количество тепла ($Q_{(p)} \sim 2 \cdot 10^4$ кал/г), тогда как при увеличении размера полости это количество резко падает (при $r_0 \approx 40$ см $Q_{(p)} \approx 13$ кал/г).

3. Решение уравнений переноса частиц. Выше была дана простая приближенная оценка результатов взаимодействия частиц с поглощающей средой. В виду сделанных упрощений и затруднений с аналитическими оценками ошибок в распределении энергии в среде представляется возможным и целесообразным сделать прямой расчет переноса частиц методом Монте-Карло. Он позволяет решить полное интегродифференциальное уравнение переноса, в котором ядро рассеяния представляется в виде суммы по всем возможным процессам с выходом вторичных частиц. При этом предполагается, что передача энергии происходит мгновенно и непосредственно в точке столкновения и не сопровождается заметным по величине излучением. Тогда цель такого расчета будет состоять в вычислении пространственного распределения энергии, переданной частицами среде в процессе замедления. В решении данной задачи в процессе замедления частиц характеристики конденсированной среды считаются неизменными.

4. Решение задачи о движении среды. Для решения этой задачи можно использовать как аналитические, так и численные методы. Если среда малосжимаемая (вода), а радиус каверны достаточно велик, то возмущения будут слабыми и течение среды можно изучать аналитически в акусти-

ческом приближении. Если же радиус полости r_0 мал и в среде выделяется значительная энергия, то возникнут ударные волны и задачу следует решать численно, используя метод конечных разностей.

При определении начальных параметров воды учитывается только суммарный вклад поглощенной энергии от потоков частиц и излучения, а величинами $\Pi_{(p)}^i$, $\Pi_{(R)}^i$, $F_{(p)}^i$, $F_{(R)}^i$ и т. п. (см. (1.8)) пренебрегают. По полученному распределению внутренней энергии U в воде с помощью уравнения состояния вида $p = f(U, \rho)$ при фиксированной плотности получается распределение давления. Начальное состояние неподвижного плазменного шарика считается однородным с заданной массой $M = 10^{-3}$ г и плотностью $\rho_0 = 250$ г/см³. А сама плазма рассматривалась как совершенный газ с отношением удельных теплоемкостей $\gamma = 5/3$. Для оценки влияния излучения из плазмы на картину течения проводились расчеты как с излучением, так и без него. Во всех случаях предполагалось, что в плазме остается в виде тепловой энергии 30% всей начальной энергии. Вода рассматривалась как идеальная жидкость со следующими уравнениями состояния [2]:

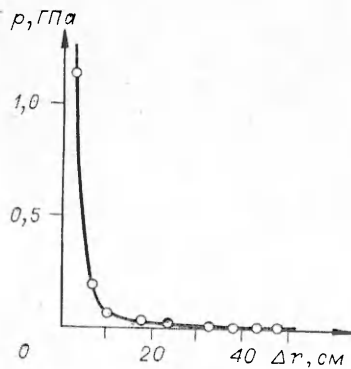
термическое уравнение состояния [2]
 при $1 \leq \rho \leq 2,3$ г/см³ $p = p_2(1 - 0,012\rho f) + 4,7\rho f(T - 273^\circ)$,
 $p_2 = [3050(\rho^{7,3} - 1)]/[1 + 0,7(\rho - 1)^4]$,

при $\rho < 1$ г/см³ $p = \xi^4 - 470\rho f + 4,7\rho f(T - 273^\circ)$,
 (4.1) $\xi = 6,6(1 - \rho)^{0,57\rho^{0,25}}$ при $0 \leq \rho \leq 0,8$ г/см³,
 $\xi = 10(1 - \rho) + 66(1 - \rho^2) - 270(1 - \rho)^3$ при $0,8 < \rho \leq 1$,
 $f = (1 + 3,5\rho - 2\rho^2 + 7,27\rho^6)/(1 + 1,09\rho^6)$;

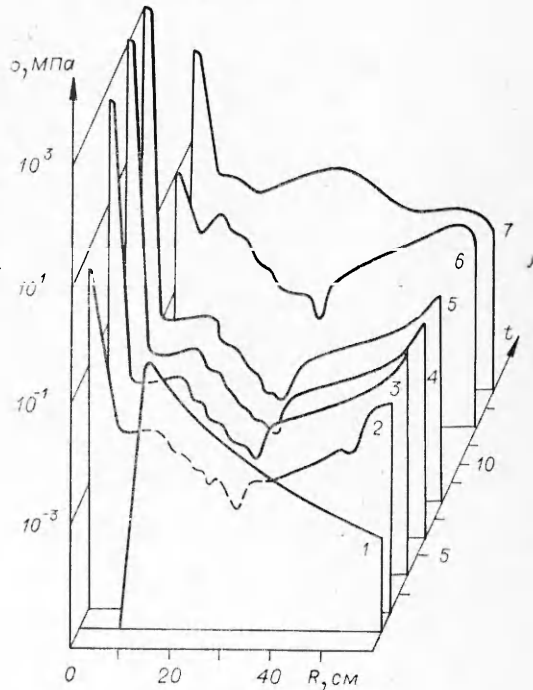
калорическое уравнение состояния
 (4.2) $U = c_V T + \mathcal{F}(\rho)$,

где c_V — теплоемкость при постоянном объеме, которая считается постоянной. Функция $\mathcal{F}(\rho)$ определялась так, чтобы оба уравнения состояния были согласованы друг с другом.

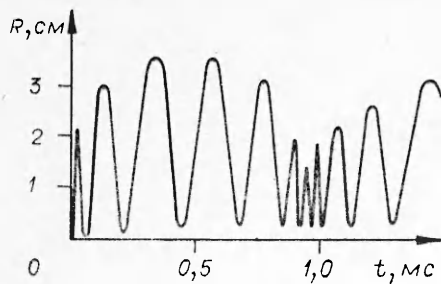
В соответствии с (4.1), (4.2) по известному распределению по координате r энергии, переданной воде, было вычислено начальное распределение давления. На фиг. 2 представлены для сравнения распределения $p(r)$ в воде для величины выделившейся энергии $E_0 = 10^{14}$ эрг и радиусе $r_0 = 1$ см, полученные с использованием (2.3) (сплошная линия) и по методу Монте-Кар-



Ф и г. 2



Ф и г. 3



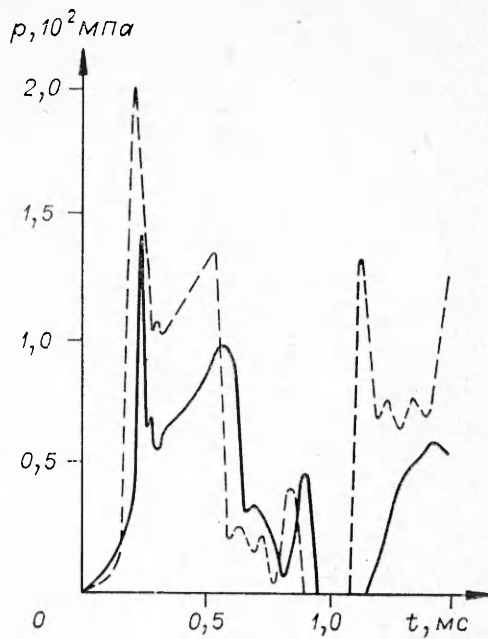
Ф и г. 4

ло (точки). Видно хорошее совпадение результатов.

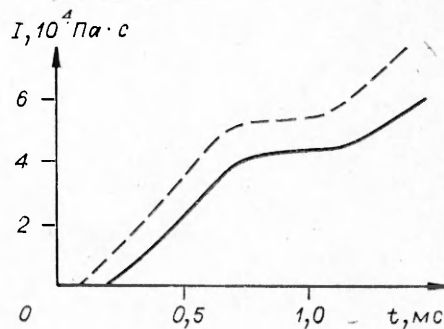
Ниже приводятся результаты расчета течения, вызванного мгновенным выделением энергии $E_0 = 10^{14}$ эрг, при нескольких значениях r_0 с фиксированной толщиной сферического слоя воды, равной 50 см. Предполагалось, что поглощенная водой энергия частиц составляет 70% от E_0 . Кроме того, считалось, что масса воды ограничена внешней абсолютно жесткой сферической стенкой.

Гидродинамические расчеты проводились по конечно-разностному методу [3] в лагранжевых координатах. В рамках этого метода использование уравнений состояния вида (4.1), (4.2) позволяет избежать итерационных процедур при определении по уравнению притока тепла термодинамических параметров воды.

Как показали расчеты, процесс развивается следующим образом. Сначала плазменный сгусток почти мгновенно излучает энергию, которая поглощается водой, и его температура понижается до 10^4 К. В течение этого времени плазма и вода остаются практически неподвижными. Затем происходит интенсивное расширение плазмы в пустоту. При радиусе $r_0 = 10$ см внешняя граница плазмы достигает границы водяного слоя за время ~ 6 мкс. При этом почти вся внутренняя энергия плазмы переходит в кинетическую, и давление в ней уменьшается на несколько порядков по сравнению с первоначальным. Этому моменту соответствует кривая 1 на фиг. 3, иллюстрирующей распределение давления в среде в некоторые последовательные моменты времени. Следует отметить, что параметры воды за столь короткое время практически не изменяются. В дальнейшем благодаря распространению воли сжатия и разрежения в газе и воде параметры обеих сред сильно изменяются, что хорошо видно на той же фигуре (кривые 2—7). В частности, периодически образуются зоны пониженного давления как в самой толще воды (кривые 2—5), так и вблизи жесткой сферической оболочки (кривые 6, 7). Интересно отметить, что граница раздела газа и жидкости сильно колеблется. Процесс ее перемещений со временем при $r_0 = 1$ см показан на фиг. 4. Сильные колебания со временем испытывает и давление на стенке, график изменения которого представлен на фиг. 5 сплошной линией, штриховая кривая относится к случаю отсутствия излучения из плазмы. Хорошо видно образование зоны пониженного дав-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

ления, которая сохраняется относительно продолжительный период времени. На фиг. 6 для сравнения представлены графики изменения со временем импульса давления на стенке с учетом излучения (сплошная линия) и без излучения (штриховая линия).

Таким образом, прямой расчет дает картину возникновения своеобразного колебательного процесса в замедлителе (вода) и газовой полости. Учет вязкости и различных потерь при отражении от внешней границы делает этот колебательный процесс затухающим.

Поступила 2 VI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Смелов А. А. Лекции по теории переноса нейтронов. М.: Наука, 1979.
2. Кузнецов Н. М. Уравнения состояния и теплоемкость воды в широком диапазоне термодинамических параметров.— ПМТФ, 1961, № 1.
3. Brode H. L. Gas dynamic motion with radiation; a general numerical method.— Astronaut. Acta, 1969, vol. 14.

УДК 533.6.011.72

НЕПРОТИВОРЕЧИВЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ И ВОПРОС О СТРУКТУРЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

А. И. Выхребенцев, В. А. Нужный, Ю. П. Райзер
(Москва)

1. Введение. Структура фронта очень сильных ударных волн в газах и яркость свечения поверхности фронта определяются лучистым теплообменом в области фронта [1]. Излучение горячего газа, выходящее из-за скачка уплотнения, прогревает газ, который еще не испытал ударного сжатия. Температура перед самым скачком T_- быстро вырастает по мере увеличения скорости волны D и конечной температуры за фронтом T_Φ . При некоторой критической скорости $D = D_K$ температура T_- достигает T_Φ ($T_- = T_\Phi = T_K$) и при дальнейшем росте амплитуды ($D > D_K$, $T_\Phi > T_K$) остается равной T_Φ , но перед скачком уплотнения образуется все удлиняющийся «язык» прогретого лучистой теплопроводностью газа. К этой картине приводят качественный анализ уравнений [2] и приближенное их аналитическое решение [3], а вычисленная на ее основе зависимость яркости фронта волны от амплитуды [4] согласуется с результатами наблюдений.

В 1973 г. в Лос-Аламосской лаборатории Цинн и Андерсон [5] по следам работ [1—4] провели детальнейший численный расчет уравнений переноса излучения и газодинамики для стационарной ударной волны в воздухе. Видимо, целью работы было получение уточненных и надежных количественных данных, на что упрощенное аналитическое решение [3, 4], естественно, претендовать не могло (впрочем, главные численные результаты [3, 4] подтвердились расчетами [5], сверх ожидания, хорошо). Однако один существенный результат в [5] получился в высшей степени странным. Для волн, амплитуда которых очень близка к критической, итерационный процесс не сходил к конечному решению. Самая большая амплитуда волны, для которой еще получалось решение, соответствует $D = 80$ км/с, $T_\Phi = 258\ 000$ К, $T_- = 244\ 000$ К (это, кстати, хорошо подтверждает оценку [3]: $T_\Phi = T_- = T_K = 285\ 000$ К при $D = D_K = 88$ км/с).

Отсюда авторы сделали вывод, что сверхкритических стационарных ударных волн вообще не существует. Волна в воздухе с $D > 80$ км/с является нестационарной и фактически превращается в тепловую [1], движимую лучистой теплопроводностью. Скорость фронта D в этом случае является собственным числом уравнений стационарного режима для определенной пары значений T и dT/dx (т. е. потока энергии) за фронтом; роль гидродинамики при этом ничтожна. Уникального конечного состояния с $dT/dx = 0$, отвечающего стационарной ударной волне, нет. Вместе с тем авторы отмечают, что такого предполагаемого решения с потоком за фронтом они не получили.

Заключение столь радикального характера быть может не столь решительным образом меняет наши представления о ситуации, возникающей при сильном взрыве в воздухе, когда действительно переход от тепловой волны к ударной при понижении температуры чаще всего происходит при $D \sim 90$ км/с и $T \sim 300\ 000$ К [1], но оно безусловно имеет принципиальное значение для теории ударных волн. Воляне мыслимы