

Результаты расчета температурных напряжений и напряжений от пондеромоторных сил в различные моменты времени приведены на рис. 2 и 3 соответственно. Полученное термоупругое состояние провода не опасно с точки зрения прочности. Однако, во-первых, параметры проводника выбраны довольно условно, во-вторых, возможны другие критерии работоспособности (для сверхпроводников, например, см. [1]).

В рассмотренной выше идеализированной постановке не учитывалась зависимость проводимости и других свойств от температуры. Учет ее привел бы к связанной нелинейной задаче о распределении тока и температуры. Приведенные же расчеты относятся к той начальной стадии процесса, когда разогрев еще мал. Согласно формуле (2.5), перепад температуры по сечению составляет около 2 К; при начальной температуре 18 К зависимость свойств от температуры в этом случае не проявляется [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Уилсон М. Сверхпроводящие соленоиды. — М.: Мир, 1985.
2. Тамм И. Е. Основы теории электричества. — М.: Наука, 1975.
3. Беляев Н. М., Рядно А. А. Методы теории теплопроводности. — М.: Высш. шк., 1982.
4. Лурье А. И. Теория упругости. — М.: Наука, 1970.
5. Новацкий В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. — М.: Мир, 1986.

г. Ленинград

Поступила 10/XI 1987 г.,
в окончательном варианте — 26/V 1988 г.

УДК 533.9

А. Х. Мнацаканян, Г. В. Найдис, С. В. Румянцев

ДИНАМИКА ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЭНЕРГОВКЛАДЕ В СФЕРИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ С УЧЕТОМ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ПОСТУПАТЕЛЬНОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ

Вопросам динамики газа при наличии источников энерговыделения посвящено много работ. Хорошо известны решения задач о сильном точечном взрыве и точечном взрыве с учетом противодействия в идеальном газе с постоянным показателем адиабаты для случаев плоской, цилиндрической и сферической симметрии [1, 2]. Такие взрывы подобны друг другу, если переменные нормировать на соответствующие параметры невозмущенного газа ρ_∞ , p_∞ , а также на характерные размер и время ослабления взрывной волны — $r_0 = (E_0/\rho_\infty)^{1/n}$, $\tau_0 = r_0(\rho_\infty/p_\infty)^{1/2}$ (E_0 — энергия, выделяющаяся на единицу площади или длины, либо полная энергия взрыва, $n = 1, 2, 3$ для плоской, цилиндрической и сферической симметрии). Решение теории точечного взрыва (ТТВ) часто хорошо передает зависимость величин скачков газодинамических переменных на фронте ударной волны (УВ) на больших расстояниях от центра взрыва (при $r \gg R_0$, R_0 — радиус зоны энерговыделения). Для рассмотрения же распределения газодинамических величин на малых временах, а также конечного распределения температуры в области энерговыделения после выравнивания давления необходимо учитывать конечность размера области энерговыделения и времени энерговыклада.

Нередко энерговыделение в газе происходит неравновесным образом. Так, при импульсном электрическом разряде в молекулярном газе большая часть выделяемой энергии запасается в колебательных степенях свободы молекул, что приводит к значительному отрыву колебательной энергии от равновесной. В этом случае при анализе газодинамических явлений требуется рассматривать кинетику обмена энергией между внутренними и поступательными степенями свободы молекул. Газодинамика неравновесно возбужденного азота рассматривалась для плоской и цилиндрической симметрии в [3, 4]. При этом длительность возбуждающего импульса полагалась бесконечно малой.

В данной работе исследуются газодинамические явления при неравновесном возбуждении сферической области воздуха, при различных отношениях между временами энерговыклада τ и характерными газодинамическим и релаксационным временами.

При заданной исходной температуре газа T_∞ , удельной (на единицу массы) вложенной энергии Q и ее доле ξ , запасаемой в колебательных степенях свободы, характер течения газа определяется двумя безразмер-

ными величинами, отношениями указанных выше трех характерных времен. Поскольку время релаксации $\tau_V \sim p_\infty^{-1}$, а газодинамическое время $\tau_* \sim R_0$ (радиусу зоны энерговыделения), параметрами подобия в данной задаче являются $p_\infty R_0$ и R_0/τ . Расчеты проводились для $p_\infty R_0 = 10^3, 10^4$ и 10^5 Па·м, $R_0/\tau = 10^3$ и $2 \cdot 10^4$ м/с при $T_\infty = 300$ К, $Q = 1,1 \times 10^6$ Дж/кг (что отвечает $\sim 0,33$ эВ/молекула), $\xi = 0,77$. Величины Q и ξ типичны для условий возбуждения воздуха импульсным высокочастотным разрядом [5].

Численно решалась система одномерных нестационарных уравнений газовой динамики в лагранжевых массовых переменных для сферически-симметричного течения при временах $t > 0$:

$$(1) \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -v^2 \frac{\partial p}{\partial s}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v, \quad \eta = \frac{\partial r^3}{\partial s},$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -p \frac{\partial}{\partial s} (r^2 v) + \frac{Q}{\tau} \theta(\tau - t) \theta(s_0 - s), \quad \varepsilon = \varepsilon_V^{N_2} + \varepsilon_V^{O_2} + \frac{\eta p}{\gamma - 1}.$$

Здесь v — скорость; p — давление; ε — полная удельная внутренняя энергия (на единицу массы газа); s — лагранжева массовая переменная, равная массе газа в единичном телесном угле (значение $s = s_0$ соответствует начальному расстоянию $r = R_0$); γ — показатель адиабаты (для воздуха $\gamma = 1,4$); η — удельный объем; $\varepsilon_V^{N_2}$ и $\varepsilon_V^{O_2}$ — удельные колебательные энергии азота и кислорода; $\theta(x) = 0$ при $x < 0$ и 1 при $x \geq 0$. Система (1) дополнялась уравнением релаксации колебательной энергии N_2 ($\varepsilon_V^{O_2}$ принималась в каждый момент равной своему равновесному значению, определяемому поступательной температурой газа)

$$(2) \quad \frac{\partial \varepsilon_V^{N_2}}{\partial t} = -\frac{\varepsilon_V^{N_2} - \varepsilon_V^{N_2^0}}{\tau_V} + \frac{\xi Q}{\tau} \theta(\tau - t) \theta(s_0 - s)$$

($\varepsilon_V^{N_2^0}$ — равновесное значение $\varepsilon_V^{N_2}$). Время колебательной релаксации N_2 τ_V определяется выражением, аппроксимирующим результаты расчетов [6]:

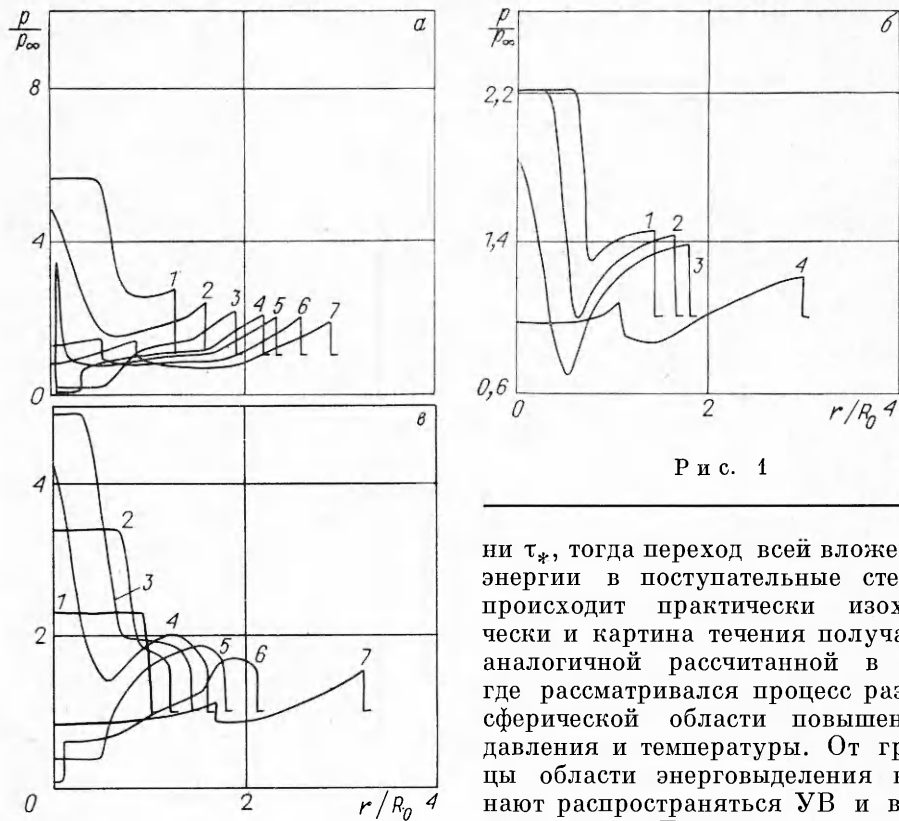
$$(3) \quad (\tau_V n_M)^{-1} = \left[\frac{A_1 \zeta_{H_2O}}{1 - \exp(-\omega_{H_2O}/T)} + \frac{A_2}{1 - \exp(-\omega_{O_2}/T)} \right] \times$$

$$\times (1 - \exp(-\omega_{N_2}/T)) + A_3 g_{N_2}^2 \text{ (м}^3/\text{с)},$$

где n_M — полная концентрация молекул; $\zeta_{H_2O} = n_{H_2O}/n_M$ — мольная доля паров воды (принятая в расчетах равной 0,01); ω_{H_2O} , ω_{O_2} , ω_{N_2} — колебательные кванты H_2O (колебательная мода ν_2), O_2 и N_2 в К; $A_1 = 1,5 \times 10^{-18} \exp(-96,1/T^{1/2})$; $A_2 = 1,1 \cdot 10^{-24} T^{3/2} \cdot \exp(-156/T^{1/2})$; $A_3 = 3,1 \times 10^{-28} T^2$; g_{N_2} — среднее число колебательных квантов, приходящееся на одну молекулу азота. Члены в квадратных скобках в (3) отвечают тушению колебаний N_2 молекулами O_2 и H_2O . Последний член в (3) учитывает эффекты ангармонизма.

Система уравнений (1), (2) численно решалась разностным методом при помощи неявной полностью консервативной разностной схемы, подробно описанной в [7], с применением равномерной по эйлеровой координате сетки. Расчет УВ осуществлялся сквозным образом с использованием искусственной вязкости Неймана [7].

Расчитанные профили давления при коротких импульсах накачки ($R_0/\tau = 2 \cdot 10^4$ м/с) приведены на рис. 1. На рис. 1, а даны результаты, соответствующие $p_\infty R_0 = 10^5$ Па·м, для моментов времени $t/\tau_* = 0,21$; 0,42; 0,62; 0,83; 0,92; 1,09; 1,32 (линии 1—7, $\tau_* = R_0/a$, a — скорость звука в невозмущенном газе). В этом случае и длительность импульса, и время колебательной релаксации N_2 меньше газодинамического време-



Р и с. 1

ни τ_* , тогда переход всей вложенной энергии в поступательные степени происходит практически изохорически и картина течения получается аналогичной рассчитанной в [8], где рассматривался процесс разлета сферической области повышенного давления и температуры. От границы области энерговыделения начинают распространяться УВ и волна разрежения. Достигнув центра шара,

волна разрежения резко понижает там давление и плотность, так что образуется значительный градиент давления от периферии к центру. Под воздействием этого градиента давления частицы газа, не слишком близкие к фронту УВ, двигавшиеся первоначально от центра, замедляются и в какой-то момент их скорость меняет знак. Формируется УВ, сходящаяся к центру. Схлопываясь к центру шара и отражаясь от него, она сильно нагревает центральную область. Отраженная волна образует второй фронт взрывной волны, которая, таким образом, превращается в волну N -образной формы (так называемую N -волну). Характерный размер между скачками давления N -волны в момент ее образования составляет $\sim 2R_0$ и слабо растет со временем.

На рис. 1, б приведены профили давления при $p_\infty R_0 = 10^3$ Па·м для времен $t/\tau_* = 0,35; 0,52; 0,62; 1,74$ (линии 1–4). В этом случае $\tau_V \gg \tau_*$, вследствие чего N -волна формируется только за счет прямого нагрева; релаксация колебаний происходит изобарически. Профили давления для промежуточного значения $p_\infty R_0 = 10^4$ Па·м показаны на рис. 1, в для $t/\tau_* = 0,035; 0,17; 0,35; 0,49; 0,62; 0,83; 1,74$ (линии 1–7). Здесь разлет идет одновременно с релаксацией колебаний N_2 . Волна разрежения распространяется внутри области энерговыделения одновременно с повышением давления в центральной области. Видно, что в отличие от вышеприведенных случаев образующаяся УВ имеет на начальной стадии немонотонный профиль давления, который впоследствии переходит в обычный N -образный профиль с монотонным скачком давления за фронтом.

Проводились также расчеты для большого времени энерговыклада при $R_0/\tau = 10^3$ м/с (для $\tau_*/\tau = 2,9$). Основные черты процесса разлета аналогичны рассмотренному выше случаю с малым τ . Примерно совпадают и параметры получающихся УВ и их зависимость от расстояния. Однако при длинном импульсе накачки не происходит формирования возвратной УВ и поэтому сильно нагретая область вблизи центра не обра-

зуются. Как видно из рис. 2, где даны профили давления при $p_\infty R_0 = 10^4$ Па·м, $R_0/\tau = 10^3$ м/с для $t/\tau_* = 0,10; 0,31; 0,52; 0,62; 0,94; 1,15; 1,46; 2,6$ (линии 1—8), формирование передней УВ происходит не сразу (в отличие от случая быстрой накачки, см. рис. 1, в) и завершается примерно к моменту $t/\tau_* = 1,5$. Различие между вариантами с медленной и быстрой накачкой иллюстрирует также рис. 3, на котором приведены временные зависимости давления в центре области энерговыделения для режимов, соответствующих рис. 1, в и 2 (линии 1 и 2), в единицах времени ТТВ (см. выше). Видно, что при коротком импульсе накачки зависимость носит более резкий характер. После быстрого спада давления, обусловленного приходом волны разрежения, следует всплеск от возвратной УВ и затем выход на постоянное внешнее давление.

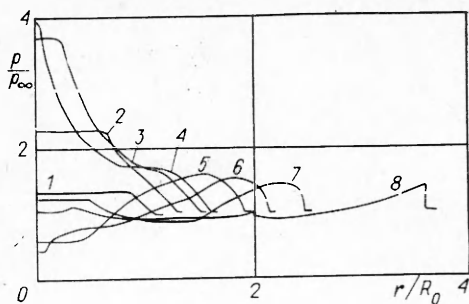


Рис. 2

Окончательные профили температуры и плотности (после того как в области энерговыделения давление сравнивается с внешним) тепловой неоднородности находились путем пересчета параметров области после выхода из нее второго фронта N -волны по формулам

$$T_1(s) = T(s)(p_\infty/p(s))^{1-1/\gamma}, \quad \eta_1(s) = \eta(s)(p(s)/p_\infty)^{1/\gamma}, \quad r_1(s) = \left(3 \int_0^s \eta_1(s) ds \right)^{1/3},$$

где s — лагранжева координата; $r_1(s)$ — конечное расстояние от центра до частицы газа с координатой s ; $p(s)$, $T(s)$, $\eta(s)$ — исходные профили давления, температуры и удельного объема. Эти формулы соответствуют адиабатическому расширению или сжатию частицы газа с параметрами $p(s)$, $\eta(s)$ до давления p_∞ [9].

На рис. 4 представлены профили конечной температуры для условий, отвечающих рис. 1, а—в и 2 (линии 1—4). Видно, что область сильно нагретого газа вблизи центра имеется только для быстрого энерговыклада. Там же показаны профили конечной температуры для характерных режимов энерговыделения: изобарического и изохорического с последующим адиабатическим расширением (линии 5 и 6). Легко показать, что конечная температура при изобарическом режиме дается выражением $T_1/T_\infty = 1 + (\gamma - 1)Q/(\gamma RT_\infty)$, а при изохоро-адиабатическом режиме $T_1/T_\infty = (1 + (\gamma - 1)Q/(RT_\infty))^{1/\gamma}$ (R — газовая постоянная, для воздуха $R = 289$ Дж/кг/К). Конечный размер области энерговыделения для этих

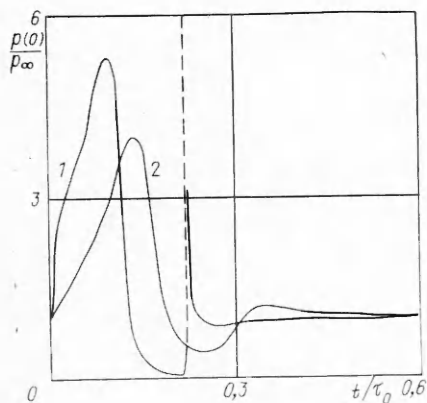


Рис. 3

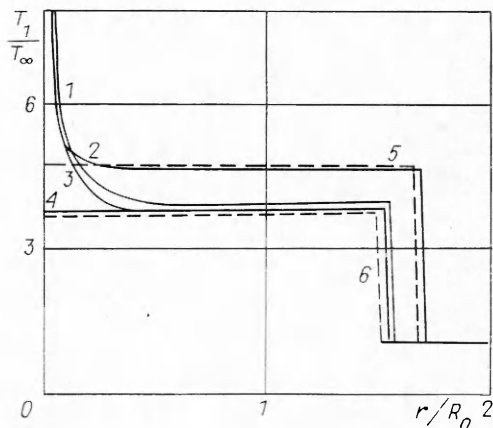


Рис. 4

случаев, очевидно, $R_1 = R_0(T_1/T_\infty)^{1/3}$. Из рис. 4 видно, что конечные профили температуры для $p_\infty R_0 = 10^4$ и 10^5 Па·м близки к профилю для изохоро-адиабатического режима энергосвободения, а для $p_\infty R_0 = 10^3$ Па·м — к зависимости для изобарического режима энергосвободения.

Таким образом, проведенные расчеты показали существенное влияние неравновесности энергосвободения (при $p_\infty R_0 \leq 10^4$ Па·м) и длительности накачки на характер течения газа. Определены интенсивности образующихся УВ в зависимости от расстояния до центра области энергосвободения при типичных значениях удельного энерговклада в условиях импульсного электрического разряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1981.
2. Коробейников В. П. Задачи теории точечного взрыва. — М.: Наука, 1985.
3. Андреева Т. Е., Грицинин С. И., Косый И. А. и др. Релаксация колебательно-возбужденного азота с учетом газодинамических явлений // Краткие сообщ. по физике. — 1983. — № 7.
4. Гасилов В. А., Карпов В. Я., Круковский А. Ю. и др. Расчет развития осесимметричного теплового взрыва в молекулярном газе. — М., 1984. — (Препр./ИВТАН; № 5—138).
5. Вихарев А. Л., Гитлин М. С., Иванов О. А. и др. Нагрев азота в импульсном СВЧ-разряде в условиях интенсивного возбуждения электронных уровней молекул // Письма в ЖТФ. — 1987. — Т. 13, № 4.
6. Мнацаканян А. Х., Найдис Г. В. Баланс колебательной энергии в разрядах в воздухе // ТВТ. — 1985. — Т. 23, № 4.
7. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.
8. Nonna H., Glass I. I. Weak spherical shock-wave transitions of N -waves in air with vibrational excitation // Proc. Roy. Soc. London. — 1984. — V. A391, N 1800.
9. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.

г. Москва

Поступила 4/VIII 1988 г.

УДК 533.6.011.72:534.222.2

М. К. Березкина, И. В. Смирнов, М. П. Сыщикова

ФОРМИРОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН ВЗРЫВНОГО ПРОФИЛЯ В УДАРНОЙ ТРУБЕ

Плоскую ударную волну (УВ) с переменным профилем давления за фронтом можно получить в диафрагменной ударной трубе постоянного сечения на расстоянии догона фронта УВ волной разрежения (ВР), отраженной от торца камеры высокого давления (КВД).

В [1] на основе численного моделирования течения, возникающего при взрыве слоя, которое можно представить как течение, реализуемое в ударной трубе при мгновенном удалении диафрагмы, показано, что имеются такие значения определяющих параметров, при которых давление на фронте УВ в момент догона головной ВР оказывается близким к давлению на фронте УВ при точечном плоском взрыве. Дальнейшие изменения давления на фронте УВ также близки к зависимости давления на фронте УВ с расстоянием для точечного взрыва. При других значениях определяющих параметров давление на фронте УВ в момент догона ВР меньше давления точечного взрыва и приближение к закономерности точечного взрыва происходит на расстоянии, превышающем расстояние догона.

В настоящее время модель точечного взрыва наиболее изучена [2] и во многих случаях хорошо описывает задачи реальных взрывов. Обнаруженная при численном моделировании [1] взаимосвязь параметров УВ, формирующихся в ударной трубе после догона ВР с параметрами УВ при точечном взрыве, заслуживает внимания. Возникает возможность использования подобного рода установок для моделирования процессов взаимодействия взрывных волн с телами.

Экспериментальное исследование течения в ударной трубе постоянного сечения проводилось, как правило, либо на участке, где скорость фронта УВ возрастает из-за немгновенности разрыва диафрагмы [3, 4], либо на участке, где скорость фронта почти не меняется, а параметры газа за фронтом постоянны [4, 5]. Исследования течения на более поздних стадиях, где голова ВР, отраженная от торца КВД, догоняет фронт УВ, практически отсутствуют [6].