

15. Жданов В. М. К кинетической теории многоатомного газа // ЖЭТФ.— 1967.— Т. 53, вып. 6(12).
16. Loyalka S. K. The slip problems for a simple gas // Z. Naturforsch.— 1971.— Bd 26A.— S. 964.
17. Malinauskas A. P. Thermal transpiration rotational relaxation numbers for nitrogen and carbon dioxide // J. Chem. Phys.— 1966.— V. 44, N 3.
18. Судник В. М. Обзор теоретических и экспериментальных работ по определению времени релаксации вращательной энергии в некоторых многоатомных газах // Исследование процессов тепло- и массопереноса в веществах различного агрегатного состояния.— Минск, 1977.
19. Loyalka S. K., Storvick T. S., Lo S. S. Thermal transpiration and mechanocaloric effect. IV. Flow of a polyatomic gas in a cylindrical tube // J. Chem. Phys.— 1982.— V. 76, N 8.
20. Алиевский М. Я. Релаксация, распространение звука и процессы переноса в молекулярных газах // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1970.— № 5.
21. Алиевский М. Я. Теплопроводность газа двухатомных колебательно-возбужденных молекул // ТВТ.— 1976.— Т. 14, № 3.
22. Гроот С. де, Мазур П. Неравновесная термодинамика.— М.: Мир, 1964.
23. Porodnov B. T., Kulev A. N., Tuchvetov F. T. Thermal transpiration in a circular capillary with a small temperature difference // J. Fluid Mech.— 1978.— V. 88, pt 4.
24. Porodnov B. T., Suetin P. E. et al. Experimental investigation of rarefied gas flow in different channels // J. Fluid Mech.— 1974.— V. 64, pt 3.
25. Carnevale E. H., Carey C., Larson G. Ultrasonic determination of rotational collision numbers and vibrational relaxational times of polyatomic gases at high temperatures // J. Chem. Phys.— 1967.— V. 47, N 8.
26. Жданов В. М. К расчету кинетических коэффициентов молекулярных газов по данным ультразвуковых измерений // ТВТ.— 1977.— Т. 15, № 2.
27. Prangma G. J., Alberga A. H., Beenakker J. J. M. Ultrasonic determination of the volume viscosity of N₂, CO, CH₄, and CD₄ between 77 and 300°K // Physica.— 1973.— V. 64, N 2.
28. Holmes R., Jones G. R., Lawrence R. Rotational relaxation in carbon dioxide and nitrous oxide // J. Chem. Phys.— 1964.— V. 41, N 9.
29. Sandler S. I. Thermal conductivity of polyatomic gases // Phys. Fluids.— 1968.— V. 11, N 12.

Поступила 24/III 1986 г.

УДК 532.529.5/6

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИСПАРИТЕЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЖИДКОСТЬЮ

А. Ф. Витиас, Ю. И. Сенцов

(Москва)

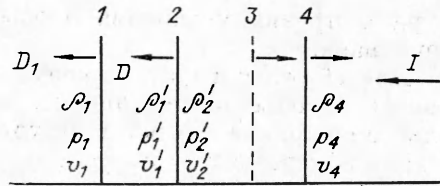
При больших плотностях излучения, когда тепловая модель поверхностного испарения становится неприменимой, испарение и движение образующегося пара можно рассматривать в рамках газодинамического описания течения среды [1]. Если для металлических жидкостей порог применимости тепловой модели соответствует интенсивности $I = 10^8 - 10^9$ Вт/см² [2], то для диэлектрических жидкостей он на 5—6 порядков меньше и обусловлен началом флуктуационного парообразования жидкости [3].

Газодинамическое описание испарительного режима взаимодействия светового излучения с веществом основывается на решении газодинамических уравнений, в которых фазовое превращение учитывается или в замене уравнения состояния жидкости уравнением состояния пара, когда фазовый переход происходит без границы раздела [4], или в противном случае посредством введения сильного газодинамического разрыва, заменяющего область фазового превращения [1]. Первый подход в отличие от второго соответствует большим интенсивностям лазерного излучения, при которых фазовая траектория среды проходит выше кривой фазового равновесия.

В [5] в рамках использования газодинамического разрыва рассмотрена задача о взаимодействии излучения ($\lambda = 10,6$ мкм) с водой и о течении образующегося пара в атмосфере окружающего воздуха. При этом использовалось условие Жуке — равенство скорости истечения местной скорости звука, которое в общем случае переменной интенсивности или большого противодавления неверно.

В данной работе численным методом Годунова в подвижных сетках [6] решается задача об испарении воды и движении образующегося пара в атмосфере окружающего воздуха при нестационарной зависимости падающего излучения. В отличие от [5] в модели получены из рассмотрения неадиабатического распада границы раздела жидкость — пар под действием излучения общие соотношения для газодинамических параметров пара над поверхностью жидкости, которые являются граничными условиями в задаче о течении пара в атмосфере окружающего воздуха.

Постановка задачи и метод решения. Одномерная картина газодинамического движения вещества при облучении поверхности жидкости интенсивным излучением изображена на рис. 1. Образующийся слой пара, расширяясь под действием перепада давления, толкает слой воздуха, который отделен от пара контактной поверхностью 3, а от невозмущенной атмосферы ударной волной 4. В результате реакции отдачи вылетающего пара на поверхность жидкости 2 действует сила, возбуждающая в жидкости акустическую волну 1.



Р и с. 1

Распространение лазерного излучения в поглощающей среде описывается законом Бугера

$$(1) \quad \partial I / \partial x = kI,$$

где показатель поглощения k в воздухе равен нулю, а в парах жидкости задавался выражением $k = k_0(\rho/\rho_0)^2$ из [4]; $k_0 = 830$ 1/см, $\rho_0 = 1$ г/см³ — коэффициент поглощения и плотность воды. Воздух и пары воды предполагались идеальными газами с соответствующими показателями адиабаты $\kappa_B = 1,4$, $\kappa_{II} = 1,3$.

Задание граничных условий на подвижных границах счетной области, совпадающих с контактной поверхностью и ударной волной, проводилось в соответствии с методикой [6]. Нахождение граничных условий для пара на границе жидкости осуществлялось из рассмотрения неадиабатического распада границы раздела жидкость — пар под действием излучения.

Неадиабатический распад границы раздела жидкость — пар. Моделируя область фазового превращения сильным газодинамическим разрывом, запишем в принятых на рис. 1 обозначениях интегральные тождества законов сохранения массы, импульса и энергии для контура, включающего область разрыва [6]:

$$(2) \quad \begin{aligned} (\rho'_1 - \rho'_2) D &= \rho'_1 v'_1 - \rho'_2 v'_2, \\ (\rho'_1 v'_1 - \rho'_2 v'_2) D &= p'_1 + \rho'_1 v_1'^2 - p'_2 - \rho'_2 v_2'^2, \\ \left[\rho'_1 \left(\epsilon'_1 + \frac{v_1'^2}{2} \right) - \rho'_2 \left(\epsilon'_2 + \frac{v_2'^2}{2} \right) \right] D &= \rho'_1 v'_1 \left(\epsilon'_1 + \frac{v_1'^2}{2} \right) - \\ &- \rho'_2 v'_2 \left(\epsilon'_2 + \frac{v_2'^2}{2} \right) + p'_1 v'_1 - p'_2 v'_2 + I. \end{aligned}$$

Здесь ρ — плотность; p — давление; ϵ — внутренняя энергия единицы массы газа; v — скорость; I — интенсивность излучения. Линеаризация (2) по малым параметрам ρ'_2/ρ'_1 , v'_1/c , ϵ'_1/ϵ'_2 дает более простые соотношения:

$$(3) \quad \begin{aligned} \rho'_1 (D - v'_1) &= \rho'_2 v'_2, \quad p'_1 = p'_2 + \rho'_2 v_2'^2, \\ \rho'_2 v'_2 \left(\epsilon'_2 + \frac{v_2'^2}{2} + p'_2/\rho'_2 \right) &= I, \quad v'_1 = p'_1/\rho'_1 c. \end{aligned}$$

Важным обстоятельством, полученным из рассмотрения (3), является то, что при решении задачи скоростью движения границы фазового перехода D можно пренебречь в сравнении со скоростью движения пара v'_2 . При этом основная часть энергии уносится испаренным веществом, а жидкость получает реактивный импульс отдачи, равный импульсу улетающих паров, и это позволяет рассматривать процесс испарения в предположении невозмущенной жидкости, а затем по вычисленному реактивному давлению рассчитать возбуждение звука в жидкости [7]. Система (3) содержит пять неизвестных, из которых две могут быть определены

из рассмотрения механизма парообразования жидкости и картины течения пара.

При облучении диэлектрической жидкости интенсивным излучением происходит объемное вскипание, когда жидкость переходит в метастабильное состояние и в ней в результате флуктуационного зародышеобразования быстро растут паровые пузырьки [8]. Скорость образования зародышей увеличивается экспоненциально с приближением жидкости к границе устойчивости, которая определяется кривой спинодали. Для рассматриваемой здесь воды кривая спинодали, связывающая давление и температуру кипящей жидкости, имеет вид [9]

$$(4) \quad T = T_* (0,9 + 0,1p/p_*),$$

где $T_* = 647$ К, $p_* = 221 \cdot 10^5$ Па — критические температура и давление. Как показал анализ кинетики объемного кипения, величина времени установления квазистационарного испарения в слое фазового перехода не превышает нескольких наносекунд [9]. Это значение времени приемлемо за предел применимости модели сильного разрыва для объемного механизма кипения жидкости.

В случае реализации давления в жидкости больше критического соотношение (4) неприменимо, так как переход жидкости в пар происходит без скачкообразного изменения агрегатного состояния и различие между двумя фазами условно. Здесь следует решать чисто гидродинамическую задачу в рамках непрерывного состояния среды [4]. Однако, согласно [1], модель разрыва распространим и на область сверхкритических давлений. Для чего введем плотность ρ^* , при которой пар прозрачный для излучения и поэтому определяет положение правой границы разрыва в области пара. Ее величину зададим из условия достижения в жидкости критического давления

$$(5) \quad \rho^* = p_*/(\kappa + 1)RT_*.$$

Такое определение максимальной плотности пара на внешней границе разрыва спорно, однако в (7) показано, что зависимость давления от ее величины носит слабый характер (в степени $1/3$).

Если считать, что образующийся пар имеет температуру кипящей жидкости, то соотношение (4) дает дополнительную связь между температурой пара T'_2 и давлением в жидкости p'_1 . В другом случае дополнительную связь дает выражение (5).

Последнее недостающее соотношение определим из рассмотрения картины втекания пара в прилегающий слой газа. Газодинамические решения течения пара будем искать в классе возможных автомодельных решений адиабатического распада произвольного разрыва [10].

Пусть в текущий момент времени параметры газа, граничащего с жидкостью, имеют значения p_4, ρ_4, v_4 . Если v'_2 и p'_2 втекающего пара удовлетворяют условию

$$(6) \quad v'_2 - v_4 \leq (p'_2 - p_4) \left[\rho_4 \left(\frac{\kappa + 1}{2} p'_2 + \frac{\kappa - 1}{2} p_4 \right) \right]^{1/2},$$

то возможен режим течения с распространением волны разрежения к поверхности жидкости против потока. Стационарность газодинамических параметров на границе может быть реализована только при условии равенства скорости втекающего пара местной скорости звука. В этом случае, как и в работе [1], имеем автомодельную картину течения (рис. 2, а). Совместное решение системы уравнений (3) с дополнительным соотношением (4) или (5) и условием равенства скорости втекания пара местной скорости звука дает следующие аналитические выражения для граничных значений параметров втекающего пара:

$$(7) \quad p'_2 = I \left[(\kappa RT_*)^{1/2} \left(\frac{\kappa(\kappa + 1)}{2(\kappa - 1)} + \frac{L}{RT_*} \right) \right],$$

$$T'_2 = T_* (0,9 + 0,1p'_1/p_*), \quad v'_2 = (\kappa RT'_2)^{1/2}, \quad p'_1 = (\kappa + 1) p'_2 \text{ при } p'_1 \leq p_*;$$

$$p'_2 = I^{2/3} \rho^{*1/3} \left[\kappa \left(\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)} + L \rho^* / \kappa p'_2 \right)^{2/3} \right], \quad \rho'_2 = \rho^*,$$

$$v'_2 = (\kappa RT'_2)^{1/2}, \quad p'_1 = (\kappa + 1) p'_2 \text{ при } p'_1 > p_*.$$

Здесь κ — показатель адиабаты паров жидкости; L — скрытая теплота парообразования; \bar{R} — удельная газовая постоянная для пара. С приближением к критической точке реальные свойства жидкости и пара претерпевают сильное изменение, например, скрытая теплота парообразования стремится к нулю. Учет изменений этих свойств аналитически затруднителен, и поэтому в рамках идеального газа показатель адиабаты и скрытая теплота парообразования считались постоянными. Более того, в сверхкритической области давлений, где скрытая теплота парообразования должна быть строго равна нулю, ее оставили равной значению в докритической области, что вызвано стремлением получить плавную зависимость давления отдачи от интенсивности излучения в критической точке. При больших давлениях эта неточность устраняется, так как член, содержащий скрытую теплоту парообразования в (5), стремится к нулю.

Если найденные в (7) параметры втекающего пара не удовлетворяют условию (6), то втекание пара со скоростью звука невозможно, так как к поверхности жидкости должна распространяться ударная волна, разрушающая звуковой режим течения. В таком случае решение находится следующим образом. Если формально найденное из (7) давление $p'_2 > p_4$, а скорость v'_2 не удовлетворяет условию (6), то решение, соответствующее стационарным граничным значениям, ищется для картины течения (рис. 2, б), которая отвечает однородному течению газа с параметрами p'_2, v'_2, T'_2 , связанными с параметрами внешней среды p_4, v_4, T_4 адиабатой Гюгонио. Значения граничных параметров втекающего пара находятся из совместного решения следующей трансцендентной системы алгебраических уравнений:

$$(8) \quad \rho'_2 v'_2 \left[\kappa p'_2 / \rho'_2 (\kappa - 1) + v'^2_2 + L \right] = I,$$

$$v'_2 = v_4 + (p'_2 - p_4) \left[\rho_4 \left(\frac{\kappa + 1}{2} p'_2 + \frac{\kappa - 1}{2} p_4 \right) \right]^{1/2},$$

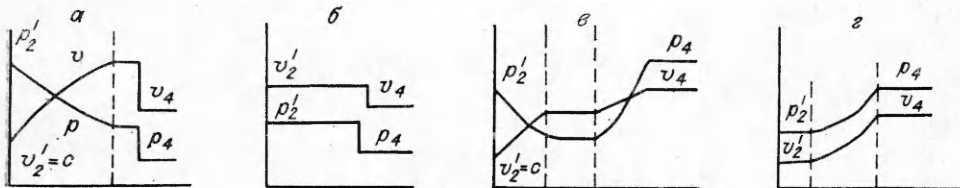
$$p'_1 = p'_2 + \rho'_2 v'^2_2, \quad p'_2 = \rho'_2 R T'_2,$$

$$T'_2 = T_* (0,9 + 0,1p'_1/p_*) (p'_1 \leq p_*), \quad \rho'_2 = \rho^* (p'_1 > p_*).$$

Если формально полученные в (7) параметры втекающего пара удовлетворяют условию

$$(9) \quad v'_2 \leq v_4 - [2/(\kappa - 1)] (\kappa p_4 / R)^{1/2} [1 - (p'_2 / p_4)^{(\kappa - 1)/2\kappa}]$$

и при этом $p'_2 < p_4$, то реализуется картина течения с двумя волнами разрежения, распространяющимися по потоку и против потока (рис. 2, в). В данном случае значения граничных параметров определяются соотношениями (7). Если же формально найденное из (7) давление $p'_2 < p_4$, а скорость v'_2 не удовлетворяет условию (9), то в зависимости от знака вы-



Р и с. 2

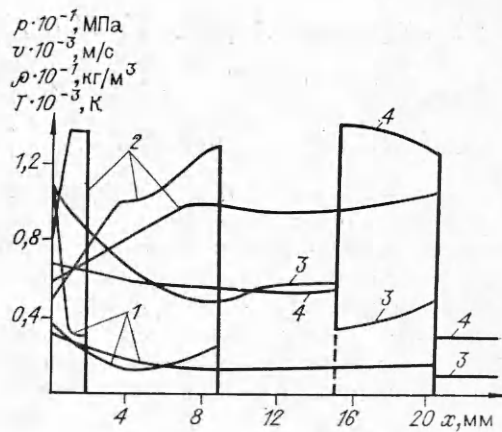
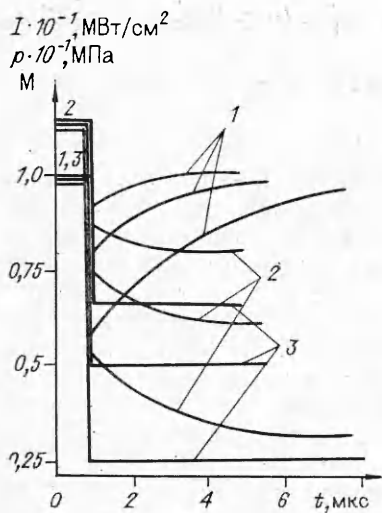


Рис. 4

Рис. 3

полнения неравенства $\rho_4 v_4 (\kappa p_4 / (\kappa - 1) \rho_4 + v_4^2 / 2 + L) \geq I$ течение имеет вид рис. 2, б (знак \leq) или рис. 2, г (знак $>$). Значения граничных параметров для рис. 2, б определяются соотношениями (8). Картина течения рис. 2, г соответствует распространению волны разрежения вниз по потоку, и значения граничных параметров находятся из условия равенства скорости движения газа на левой границе волны разрежения

$$\begin{aligned}
 (10) \quad & \rho'_2 v'_2 (\kappa p'_2 / (\kappa - 1) \rho'_2 + v'^2_2 / 2 + L) = I, \\
 & v'_2 = v_{*} - [2 / (\kappa - 1)] (\kappa p_4 / R)^{1/2} [1 - (p'_2 / p_4)^{(\kappa - 1) / 2 \kappa}], \\
 & p'_1 = p'_2 + \rho'_2 v'^2_2, \quad p'_2 = \rho'_2 k T'_2, \\
 & T'_2 = T_* (0,9 + 0,1 p'_1 / p_*) \quad (p'_1 \leq p_*), \\
 & \rho'_2 = \rho^* \quad (p'_1 > p_*).
 \end{aligned}$$

Решения (7), (8), (10) исчерпывают возможные режимы газодинамического течения среды, возникающие при облучении поверхности диэлектрической жидкости лазерным излучением.

Распад разрыва рассматривался на каждом шаге по времени при значении дошедшей до поверхности интенсивности излучения и параметрах внешнего газа, взятых в граничной ячейке сетки с предыдущего шага по времени. Поглощение излучения в парах воды учитывалось добавлением в разностное уравнение баланса энергии члена объемного тепловыделения kI . При этом «большие числа» определялись из рассмотрения распада произвольного разрыва, как и для адиабатического течения [6].

Результаты расчетов. Численные расчеты проводились для двух зависимостей интенсивности излучения от времени. Первая зависимость соответствовала ступенчатому изменению интенсивности и предусматривала изучение переходного процесса установления течения, а вторая моделировала экспериментально наблюдаемую форму излучения в импульсных CO_2 -лазерах. На рис. 3 представлены результаты расчета зависимостей от времени статического давления и числа Маха на границе жидкости для ступенчатого изменения интенсивности излучения (1—3 — соответственно число Маха, давление и интенсивность излучения). Время установления нового автомодельного течения определяется в общем случае как длительностью предварительного облучения, так и величиной скачка интенсивности. Расчет проводился при отсутствии поглощения в парах воды. Из рис. 3 видно, что при длительности предварительного облучения 1 мкс время установления примерно пропорционально величине скачка интенсивности излучения и составляет 2—10 мкс. В отличие

от [11], где в режиме теплового поверхностного испарения металла время установления течения зависело от характерных времен теплопроводности и газодинамического течения, в нашем случае оно определяется только газодинамикой и не связано с характерным временем установления объемного флуктуационного паробразования. Это время имеет реальную величину $\leq 10^{-9}$ с, а в расчетах, согласно модели, принималось нулевым.

На рис. 4 изображены отвечающие случаю скачка интенсивности (1 : 0,25) профили газодинамических параметров среды в различные моменты времени (1, 2 — профили давления и скорости при $t = 1; 5; 13$ мкс, а 3, 4 — плотность и температура при $t = 13$ мкс). Видно, что время установления нового автомодельного течения определяется временем рассасывания «следа» от первоначальной интенсивности излучения.

Результаты расчета для модельной зависимости лазерного излучения представлены на рис. 5, где линиями 1—4 показаны зависимости статического давления, числа Маха, интенсивности излучения и давления отдачи $p_{от}$ от времени. Из анализа результатов видно, что скорость истечения паров во время пика излучения остается звуковой. Исключение составляют начало, которое на рисунке неразличимо, и задний фронт пика, где наблюдается уменьшение скорости. Затем скорость возрастает, приближаясь к звуковой, и к концу импульса быстро падает.

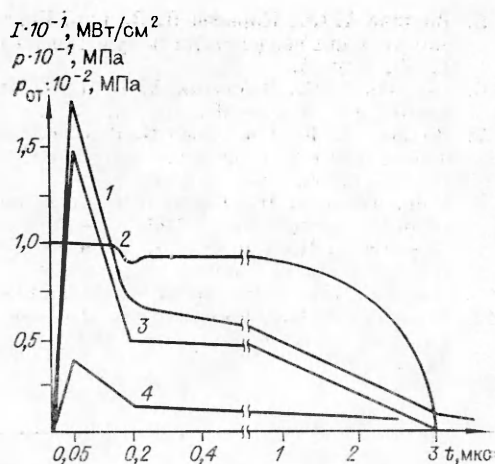
Сравнение расчетного $p_{от}$ на поверхность жидкости с давлением, вычисленным в предположении истечения паров со скоростью звука, дает хорошее совпадение вплоть до окончания лазерного импульса. Различие при $t = 2$ мкс составило 4%, а при $t = 2,5$ мкс — 10%. Однако во многих практических случаях этим различием можно пренебречь, и тогда для нахождения импульса отдачи можно воспользоваться аналитическими выражениями для звукового режима истечения (7).

Как показал расчет для конкретного вида излучения и модельного коэффициента поглощения, влияние поглощения излучения в парах воды на картину течения несущественно. Отличие результатов не превышало 10%. В случае жидкостей с сильным поглощением в ее парах, что может иметь место также и в плазменном режиме взаимодействия излучения с водой, приближение истечения со звуковой скоростью становится неприменимым, и тогда расчет должен проводиться согласно изложенной модели.

В заключение отметим, что полученное из (7) приближенное выражение для давления отдачи p (Па) = 2,6 I (Вт/см²) находится в хорошем соответствии с экспериментальными результатами [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества // Квант. радиофизика. Тр. ФИАН.— 1970.— Т. 52.
2. Анисимов С. И., Имас А. Я., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы.— М.: Наука, 1970.
3. Витнас А. Ф., Григорьев В. В. и др. Возбуждение импульса давления в воде при взрывном испарении приповерхностного слоя // Письма в ЖТФ.— 1983.— Т. 9, вып. 23.
4. Feiock F. D., Goodwin L. K. Calculation of laser induced stresses in water // J. Appl. Phys.— 1972.— V. 43, N 12.



Р и с. 5

5. Витшас А. Ф., Корнеев В. В. и др. Исследование ударных волн в воздухе при испарительном воздействии излучения на поверхность жидкости // ЖТФ.— 1985.— Т. 55, вып. 4.
6. Годунов С. К., Забродин А. В. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.
7. Витшас А. Ф., Григорьев В. В. и др. Генерация и распространение звука при испарительном режиме взаимодействия излучения с водой // Акуст. журн.— 1985.— Т. 31, вып. 3.
8. Кондратьев В. Н. О механизме испарения при взаимодействии мощных потоков энергии с веществом // ПМТФ.— 1972.— № 5.
9. Скрипов В. П., Синицын Е. Н. и др. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник.— М.: Атомиздат, 1980.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1953.
11. Мажукин В. И., Самохин А. А. О некоторых особенностях математической модели интенсивного поверхностного испарения веществ // ДАН СССР.— 1985.— Т. 281, № 4.

Поступила 6/II 1986 г.

УДК 533.011.8 : 536.423.4

ПРИБЛИЖЕННЫЕ ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ ГОМОГЕННОЙ КОНДЕНСАЦИИ В СВЕРХЗВУКОВЫХ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

С. А. Палопеженцев
(Новосибирск)

Ввиду чрезвычайной сложности процесса возникновения и роста частиц конденсированной фазы решение задачи о течении газа с конденсацией нельзя найти аналитически даже для простых одномерных моделей течения. В [1] на примере течений конденсирующегося газа в сверхзвуковых соплах анализом соответствующих безразмерных уравнений показано, что невозможно также точное моделирование. В то же время существование различных корреляций, связанных с проявлением конденсации в сверхзвуковых потоках и установленных экспериментальным путем, указывает на возможность поиска приближенного подобия. К настоящему времени известен целый ряд работ, посвященных установлению приближенных законов подобия конденсации в сверхзвуковых расширяющихся потоках газа. Различия в подходе к решению данной задачи, в формулировках и степени общности выводимых законов делают необходимым проведение сравнительного анализа этих работ.

Впервые достаточно глубоко и полно условия подобия сформулированы в [2] на примере приближенного решения задачи о конденсации в облаке испаренного вещества при сферическом разлете в пустоту. Для описания кинетики конденсации использована классическая формула Френкеля.— Зельдовича для скорости образования критических зародышей в зависимости от степени переохлаждения Φ : $I = c \exp(-b/\Phi^2)$. Здесь $\Phi = (T_p - T)/T_p$ (T_p — температура насыщенного при данной плотности пара). Чрезвычайно резкая зависимость скорости образования зародышей от степени переохлаждения приводит к тому, что основное количество центров конденсации ν образуется на очень малом участке стадии расширения, соответствующем максимальному переохлаждению Φ_m :

$$\nu = \int_{t_s}^{\infty} I dt' \approx I(\Phi_m) \Delta t_m$$

(t_s — время, отвечающее моменту достижения состояния насыщения). В силу резкого поведения скорости зародышеобразования скорость изменения доли конденсата dq/dt также имеет резкую зависимость в области максимального переохлаждения. Схематично зависимости температуры газа и скорости конденсации от координаты расширения (времени t или расстояния r) показаны на рис. 1 (см., например, [3]), где точка s — момент достижения состояния насыщения, а в малую окрестность точки m попадают минимум распределения температуры газа, максимум степени переохлаждения и максимум скорости неравновесной конденсации (кри-