

**РАСЧЕТ СКОРОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ЯДЕР КОНДЕНСАЦИИ В ПЕРЕНАСЫЩЕННОМ ПАРЕ**

Л. М. ДАВЫДОВ, У. Г. ПИРУМОВ

(Москва)

В классических работах Беккера и Деринга, Фольмера и Френкеля были получены приближенные стационарные решения задачи о скорости спонтанного образования зародышей новой фазы в переохлажденном паре.

В [1, 2] были получены нестационарные решения упрощенного кинетического уравнения Беккера — Деринга, описывающего образование ядер конденсации в предположении отсутствия градиентов термодинамических параметров.

В этих работах указывалось на необходимость учета нестационарного члена при вычислении скорости образования ядер.

Целью настоящей работы является получение численного решения задачи о скорости нестационарного образования ядер критического размера в потоках с достаточными большими градиентами и сравнение этого решения с приближенным решением Френкеля.

При выводе приближенных формул для скорости образования ядер критического размера в [3, 4] пренебрегли нестационарным членом в кинетическом уравнении

$$(1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{\partial I}{\partial g}, \quad I = A \ln \frac{\partial}{\partial g} \left( \frac{f}{n} \right), \quad n(g) = C \exp(-\Delta\Phi/kT)$$

Здесь  $f$  — функция неравновесного распределения зародышей жидкой фазы по размерам,  $I$  — скорость образования ядер в 1 сек в 1 см<sup>3</sup>,  $g$  — число молекул в зародыше,  $A$  — площадь поверхности зародыша,  $b$  — число молекул, сталкивающихся в 1 сек с поверхностью зародыша в 1 см<sup>2</sup> и поглощаемых ею,  $t$  — время,  $n$  — функция распределения Гиббса,  $C$  — постоянная, равная общему числу молекул в газе,  $\Delta\Phi$  — энергия образования зародыша жидкой фазы.

Однако при быстром расширении газа, например, в сопле, струе и камере Вильсона при низких плотностях и малых значениях коэффициента конденсации необходимо строго обосновать предположение о стационарности процесса образования ядер конденсации.

Кинетическое уравнение (1) можно переписать в виде

$$(2) \quad \frac{\partial f}{\partial t} = b \frac{\partial}{\partial g} \left( A \frac{\partial f}{\partial g} \right) + \frac{b}{kT} \frac{\partial}{\partial g} \left[ Af \frac{\partial \Delta\Phi}{\partial g} \right]$$

В [1, 2] не учитывался второй член в правой части уравнения (2) и в предположении, что состояние газа не меняется, получены аналитические решения для скорости образования ядер в функции времени.

В настоящей работе численно решалось полное уравнение кинетики (2) при следующих начальных и граничных условиях.

Пусть  $g_m$  — число молекул в ядре минимального размера, а  $g_*$  — число молекул в ядре критического размера, находящегося в термодинамическом равновесии с окружающим паром. Его радиус дается формулой  $r_* = 2\sigma/\rho_s RT \ln(p/p_\infty)$ .

Здесь  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $\rho_s$  — плотность жидкой фазы,  $R$  — газовая постоянная,  $p_\infty$  — давление насыщения над плоской поверхностью. Тогда для ядер, много меньших критического размера, предположим, что неравновесное распределение ядер такое же, как и равновесное, а для ядер  $g \gg g_*$  неравновесная функция распределения стремится к нулю. Все это можно записать в виде  $f(t, g_m) = n(g_m)$ ; при  $g \rightarrow \infty$   $f(t, g) \rightarrow 0$ . Поведение кривых  $f(g)$  и  $n(g)$  представлено в правом верхнем углу фиг. 1. На кривой насыщения, т. е. в точке насыщения потока,  $g_* = \infty$ , и поэтому в начальный момент полагаем, что неравновесная функция распределения совпадает с равновесным распределением Гиббса  $f(0, g) = n(g)$ .

Число молекул в капле меняется в пределах от  $g_m$  до  $\infty$ . Чтобы интервал изменения стал конечным, можно сделать замену переменных  $x = 1/g$ .

Тогда уравнение кинетики (2) примет вид

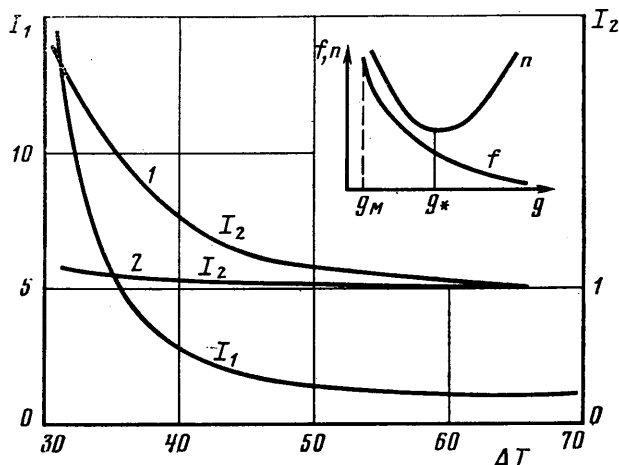
$$(3) \quad a \frac{\partial f}{\partial T} + d \frac{\partial f}{\partial x} = x^2 \frac{\partial}{\partial x} \left( c \frac{\partial f}{\partial x} \right) + ef, \quad e = \frac{b}{kT} \frac{\partial}{\partial g} \left( A \frac{\partial \Delta \Phi}{\partial g} \right)$$

$$a = \frac{dT}{dt}, \quad c = Abx^2, \quad d = \frac{Abx^2}{kT} \frac{\partial(\Delta \Phi)}{\partial g}, \quad b = \gamma p / \sqrt{2\pi \mu T} (k/N_a)$$

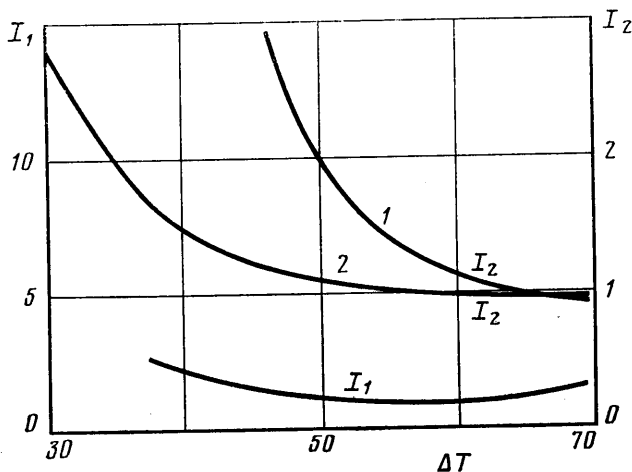
Здесь  $\mu$  — молекулярный вес,  $N_a$  — число Авогадро.

Производная  $dT/dt$  берется вдоль изэнтропы.

Интегрирование уравнения (3) велось вдоль изэнтропы, для упрощения расчетов при этом не учитывалось влияние конденсации на параметры течения.



Фиг. 1



Фиг. 2

Уравнение (3) является уравнением типа уравнения теплопроводности и при указанных начальных и граничных условиях решалось методом прогонки [5].

В работе проведено исследование влияния температуры насыщения потока  $T_n$ , скорости изменения температуры вдоль изэнтропы и коэффициента конденсации  $\gamma$  на скорость нестационарного образования зародышей критического размера в парах воды. Коэффициент  $\gamma$  входит в уравнение (3) в коэффициент  $b$ .

Из уравнения (3) видно, что увеличение  $dT/dt$  в несколько раз эквивалентно уменьшению коэффициента конденсации во столько же раз.

На фиг. 1, 2 приведены результаты расчетов для паров воды при  $T_H=323$  и  $273^\circ\text{K}$  соответственно. На них приняты следующие обозначения:  $I_1=I_c/I^0$ ,  $I_2=I_c/I_H$ , где  $I^0$  — скорость образования ядер критического размера, вычисленная по формуле [3],  $I_c$  — стационарная скорость образования ядер критического размера, рассчитанная в данной работе в предположении, что  $df/dt=0$ ,  $I_H$  — нестационарная скорость образования ядер критического размера, рассчитанная в данной работе,  $\Delta T=T_H-T$  — переохлаждение газа. На фигурах приняты обозначения: 1 —  $dT/dt=10^\circ$ , 2 —  $dT/dt=10^\circ$ .

Анализ фигур показывает, что величина  $I_1$  при небольших переохлаждениях заметно отличается от единицы. Однако с увеличением  $\Delta T_0$  величина  $I_1$  стремится к единице.

Отличие  $I/I_c$  от единицы при малых  $\Delta T$  можно объяснить тем, что в [3] получено приближенное решение стационарной задачи. Предположение о том, что функция  $\exp(\Delta\Phi/kT)$  имеет резкий максимум при малых значениях  $\Delta T$ , не выполняется.

Из фиг. 1, 2 видно, что при небольших переохлаждениях отличие  $I_2$  от единицы заметно, однако при переохлаждениях, которые обычно имеют место в соплах и струях ( $\sim 50^\circ$  для паров воды), отличие  $I_2$  от единицы незначительно.

Анализ результатов расчетов показал также, что с повышением  $dT/dt$  или понижением  $\gamma$  и температуры насыщения потока влияние нестационарности процесса образования зародышей на их скорость увеличивается. Это связано с тем, что для заданного  $\Delta T$  с понижением  $T_H$ ,  $\gamma$  и повышением  $dT/dt$  число соударений между молекулами и ядром уменьшается.

Поступила 2 XII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Kantrowitz A.* Nucleation in very rapid vapor expansions. *J. Chem. Phys.*, 1951, vol. 19, No. 9.
2. *Probstein R. F.* Time lag in the self-nucleation of a supersaturated vapor. *J. Chem. Phys.*, 1951, vol. 19, No. 5.
3. *Becker R., Döring W.* Kinetische Behandlung der Keimbildung in übersättigten Dämpfen. *Ann. Physik.*, 1935, Bd. 24, Nr 8.
4. *Френкель Я. И.* Кинетическая теория жидкостей. Собр. избр. тр., т. 3. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1959.
5. *Пасконов В. М.* Стандартная программа для решения задач пограничного слоя. Численные методы в газовой динамике. М., Изд-во МГУ, 1963. (Сб. работ Вычисл. центра МГУ. Вып. 2).

УДК 532.546

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХФАЗНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ С УЧЕТОМ КОНЦЕВОГО ЭФФЕКТА

П. В. ИНДЕЛЬМАН, Р. М. КАЦ

(Москва)

Для моделирования «концевого эффекта» [1] используется модель двухфазной фильтрации [2], дополненная граничными условиями на выходе после подхода смачивающей фазы к выходному сечению. Существование концевого эффекта объясняется разрывом свойств с внешней и внутренней сторон выходного сечения.

В частности, капиллярное давление, имеющее конечное значение внутри образца, становится равным нулю при переходе во внешнюю к образцу область. Поэтому капиллярные силы стремятся удержать смачивающую фазу внутри образца, что приводит к возрастанию доли ее объема вблизи выходного сечения. Для вытеснения смачивающей фазы из образца требуется создание определенного перепада давления. Для учета этого явления в модели Раппопорта — Лиса предполагается, что смачивающая фаза вытекает через выходное сечение лишь при достижении ею на выходе своей максимальной насыщенности [3].

Основу предлагаемой модели составляет физический механизм вытеснения несмачивающей фазы смачивающей из одиночного капилляра. Приведены результаты численных расчетов задач прямоточной-противоточной пропитки и вытеснения. Показано влияние концевого эффекта на характер вытеснения в зависимости от скорости фильтрации. Обнаружено, что истечение несмачивающей фазы после появления на выходе смачивающей жидкости не является непрерывным, а имеет пульсирующий характер.