

понижения давления. Этими величинами определяются интенсивность обменных процессов между трещинами и блоками коллектора, а также скорости движения в трещинах газа и воды. С увеличением градиентов давления ускоряются процессы обмена газом и водой между блоками и трещинами коллектора под действием перепада гидродинамического давления. Это вызывает меньший прирост коэффициентов остаточной газонасыщенности блоков коллектора и соответственно больший прирост коэффициентов извлечения остаточного газа при тех же относительных давлениях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Везиров Д. Ш., Кочешков А. А. Некоторые вопросы нефтеотдачи трещиновато-пористых коллекторов при заводнении // Тр. ВНИИНефть. 1965. Вып. 42. С. 15–29.
2. Боксерман А. А., Данилов В. А., Желтов Ю. П., Кочешков А. А. К теории фильтрации несмешивающихся жидкостей в трещиновато-пористых породах // Теория и практика добычи нефти. М.: Недра, 1966. С. 12–30.
3. Голф-Рагг Т. Д. Основы нефтепромысловой геологии и разработки трещиноватых коллекторов. М.: Недра, 1986. 607 с.
4. Абасов М. Т., Джалалов Г. И., Джалилов К. Н. и др. Гидрогазодинамика трещиноватых коллекторов. Баку: Элм, 1988. 291 с.
5. Баренблатт Г. И., Ентов В. М., Рыжик В. М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа. М.: Недра, 1972. 288 с.
6. Закиров С. Н., Коротаев Ю. П., Кондрат Р. М. и др. Теория водонапорного режима газовых месторождений. М.: Недра, 1976. 240 с.
7. Коротаев Ю. П., Геров Л. Г., Закиров С. Н., Щербаков Г. А. Фильтрация газов в трещиноватых коллекторах. М.: Недра, 1979. 223 с.

Москва  
Грозный

Поступила в редакцию  
16.III.1989

УДК 533.6.011

© 1990 г.

А. А. АБРАМОВ

#### СВЕРХЗВУКОВАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ОДНОАТОМНОГО ГАЗА

Методом прямого статистического моделирования в кнудсенском слое решена задача о стационарной сверхзвуковой конденсации одноатомного газа на плоской испаряющейся поверхности. Определена область существования решения задачи. Приведены результаты расчетов структуры кнудсенского слоя вблизи поверхности. Дана топологическая картина решений задач о сильном испарении и до- и сверхзвуковой сильной конденсации газа в зависимости от числа Маха, определенного по нормальной составляющей компоненты скорости, и других определяющих параметров.

1. При подводе (отводе) значительного количества тепла от внешнего источника излучения или через конденсированную фазу возможны режимы сильного испарения (конденсации), когда нормальная составляющая компоненты средней скорости газа к поверхности имеет порядок тепловой скорости молекул  $c_T = \sqrt{2kT/m}$ , где  $T$  — температура газа,  $m$  — масса молекулы,  $k$  — постоянная Больцмана.

Как известно, при сильном испарении (конденсации) течение в газовой фазе можно разбить на внешнюю газодинамическую область, которая описывается уравнениями Эйлера, и пристеночный слой Кнудсена толщиной порядка длины пробега молекулы, описываемый нелинейным уравнением Больцмана. Решение задачи о кнудсенском слое позволяет получить граничные условия на испаряющей (конденсирующей) газ поверхности для уравнений Эйлера, описывающих внешнее течение.

В пренебрежении членами порядка  $l/L$ , где  $l$  — длина пробега молекулы,  $L$  — характерный размер течения, решение задачи о сильном испарении (конденсации) газа сводится к решению нелинейного интегродифференциального уравнения Больцмана (1) с граничными условиями (2), (3) [1, 2]

$$\xi_x \frac{df}{dx} = J(f, f) \quad (1)$$

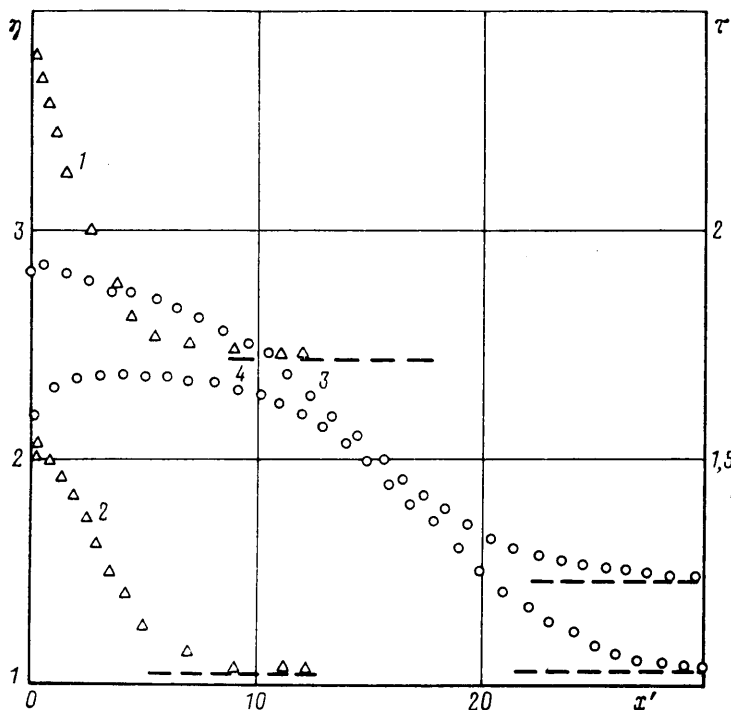
$$f(x=0, \xi_x > 0) = f_{ev} + f_r \quad (2)$$

$$f(x \rightarrow \infty, \xi) = f_{\infty} \quad (3)$$

$$f_{ev} = a_w h_{ev} F(T_w, 0), \quad f_r = n_r F(T_w, 0)$$

$$f_{\infty} = n_{\infty} F(T_{\infty}, \mathbf{u}_{\infty}), \quad F(T, \mathbf{u}) = \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left\{ - \frac{m(\xi - \mathbf{u})^2}{2kT} \right\}$$

Здесь  $T_w$  — температура поверхности,  $\xi$  — скорость молекул,  $n_{\infty}$ ,  $T_{\infty}$ ,  $\mathbf{u}_{\infty}$  — плотность, температура и среднemasовая скорость газа на внешней границе слоя Кнудсена;  $n_{ev}$  — плотность насыщенного пара при температуре  $T_w$ ;  $n_r$  — плотность молекул, отраженных от поверхности;  $a_w$  — вероятность поглощения поверхностью падающей молекулы;  $J(f, f)$  — интеграл столкновений [3]. Параметры поверхности  $a_w$ ,  $T_w$ ,  $n_{ev}$  предполагаются известными.



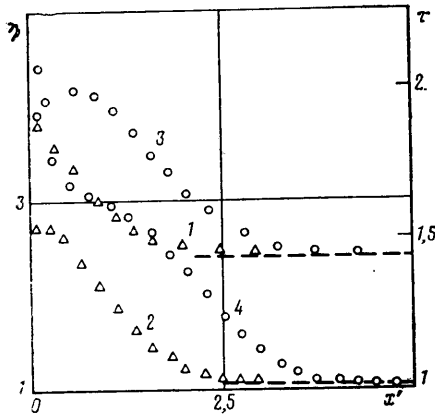
Фиг. 1

В функцию распределения молекул по скоростям на внешней границе слоя Кнудсена  $f_{\infty}$  входят пять макровеличин:  $n_{\infty}$ ,  $T_{\infty}$  и три компоненты вектора среднemasовой скорости  $\mathbf{u}_{\infty}$ . Вопрос о числе независимых параметров, однозначно определяющих решение задачи (1)–(3), решается из анализа эволюционности слоя Кнудсена [4, 5].

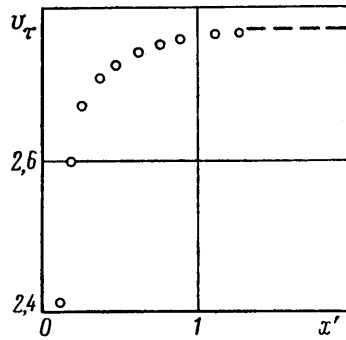
Оказывается, в случае сильного испарения ( $u_{\infty x} > 0$ ) необходимо задать одну величину, например  $M_{\infty x} = u_{\infty x} / a_{\infty}$ , где  $a_{\infty}$  — скорость звука на внешней границе слоя Кнудсена. В случае сильной дозвуковой конденсации ( $-1 < M_{\infty x} < 0$ ) задача является трехпараметрической. Необходимо задать, например,  $T_{\infty}$ ,  $u_{\infty x}$  и касательную составляющую скорости  $u_{\infty \tau}$ , а величина  $P_{\infty} = n_{\infty} k T_{\infty}$  находится из решения задачи. В случае сверхзвуковой конденсации ( $M_{\infty x} < -1$ ) необходимо задавать все пять величин, входящих в (3). При этом решение задачи при заданных  $T_{\infty}$ ,  $u_{\infty x}$ ,  $u_{\infty \tau}$  существует только для всех  $P_{\infty} \geq P_{\infty cr}$ . Величина  $P_{\infty cr}$  определяется из условия, что течение представляет собой комбинацию ударной волны и кнудсеновского слоя дозвуковой конденсации [4].

При  $P_{\infty} < P_{\infty cr}$  построить стационарное решение не удастся и течение представляет собой бегущую от стенки ударную волну, переводящую сверхзвуковой поток в дозвуковой, и слой Кнудсена дозвуковой конденсации. Поэтому важно найти предельную кривую  $P_{\infty} = P_{\infty cr}$ , определяющей область существования стационарного решения задачи о сверхзвуковой конденсации газа.

Задача (1)–(3) о сверхзвуковой конденсации исследовалась моментными методами в [6, 7] и методом прямого статистического моделирования в [4]. Однако в упомянутых работах не определена область существования режима сверхзвуковой конденсации. Отметим, что в [8] решалась близкая по постановке задача о сверхзвуковом стоке. В качестве аппроксимирующей функции распределения молекул по



Фиг. 2



Фиг. 3

скоростям в [6, 7] брались двухпоточные максвелловские функции. В [6] задача о сверхзвуковой конденсации решалась в той же самой постановке, что и задача о дозвуковой конденсации. В результате получены только частные решения соответствующие, по-видимому, решениям с наименьшей погрешностью в классе данных моментных функций. В [9] с целью проверки постановки задачи о сверхзвуковой конденсации [4] численно для БГК модели решалась нестационарная задача. В момент времени  $t=0$  задавался поток с параметрами  $u_{\infty} < 0$ ,  $P_{\infty}$ ,  $T_{\infty}$ , натекающий на испаряющуюся стенку с температурой  $T_w$  и функцией распределения (2). Численно исследовалось формирование течения во времени и пространстве. Результаты этой работы подтвердили правильность постановки задачи в [4].

2. Задача (1)–(3) решалась численно методом прямого статистического моделирования. Параметры, входящие в (3), считались заданными. Расчеты проводились для модели молекул «твердые шары» с сечением взаимодействия  $\sigma = \text{const}$  и модели «псевдомаквелловские сферы» с сечением  $\sigma = \sigma_0/g$ , где  $\sigma_0 = \text{const}$ ,  $g$  – относительная скорость сталкивающихся молекул. В расчетах полагалось  $a_w = 1$ . Столкновения молекул осуществлялось по алгоритму [10]. Макропараметры вычислялись усреднением по времени соответствующих микроскопических характеристик вдоль траекторий молекул, пересекающих рассматриваемую ячейку [11].

На фиг. 1 представлены результаты расчета структуры кнудсеновского слоя для псевдомаквелловских сфер. Безразмерные параметры:  $\eta = n/n_{ev}$ ,  $\tau = T/T_w$ ,  $|M_{\infty}| = 1,65$ ;  $T_{\infty}/T_w = 1,02$ ;  $U_{\infty\tau} = u_{\infty\tau}/c_{T_w} = 0$ ;  $x' = x/l_{ev}$ , где  $l_{ev} = c_{T_w}(\sqrt{2}n_{ev}\sigma_0)^{-1}$ ,  $c_{T_w} = (2kT_w/m)^{1/2}$ .

Профили безразмерных величин плотности и температуры для  $P_{ev}/P_{\infty} = 0,4$  показаны кривыми 1 и 2, и для  $P_{ev}/P_{\infty} = 0,67$  – кривыми 3 и 4.

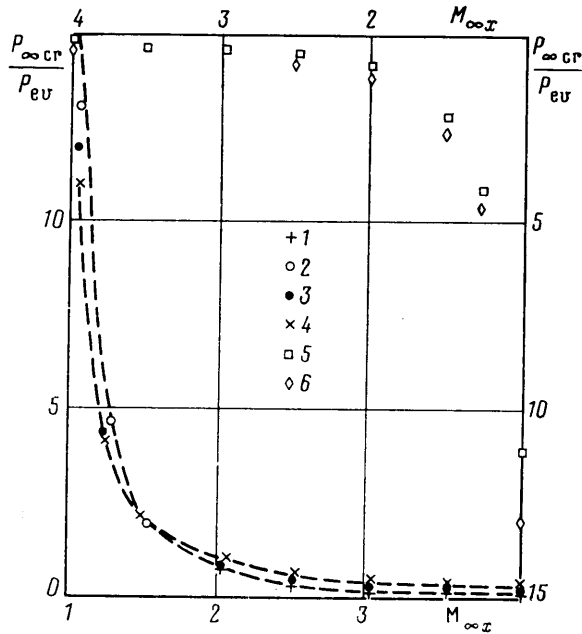
На фиг. 2 для модели молекул «твердые шары» ( $l_{ev} = (\sqrt{2}n_{ev}\sigma)^{-1}$ ) приведены результаты расчета соответствующих величин плотности и температуры при  $|M_{\infty}| = 1,65$ ,  $T_{\infty}/T_w = 1,02$ ;  $P_{ev}/P_{\infty} = 0,4$ ;  $U_{\infty\tau} = 0$  (кривые 1 и 2) и  $U_{\infty\tau} = 2,76$  и при тех же значениях  $M_{\infty}$ ,  $T_{\infty}/T_w$ ,  $P_{ev}/P_{\infty}$  (кривые 3 и 4).

На фиг. 3 приведено распределение касательной составляющей компоненты скорости  $U_{\tau}$  в кнудсеновском слое для последнего режима.

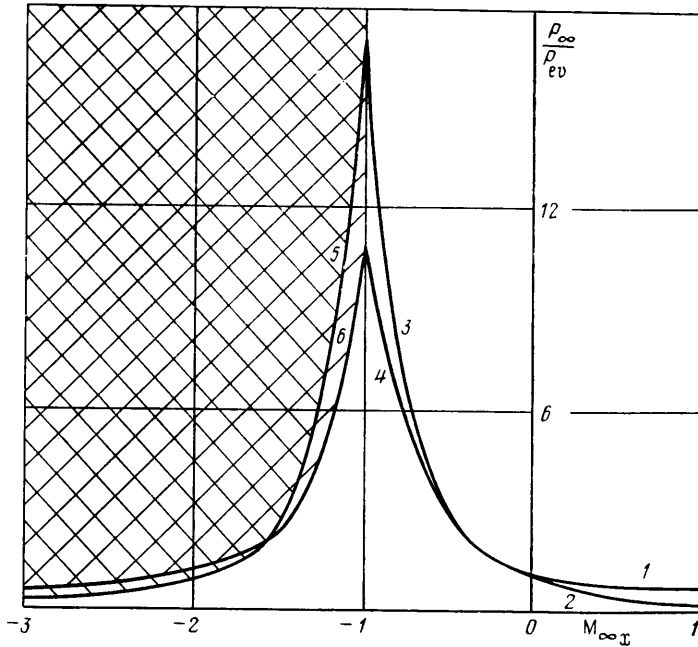
Рассмотрим результаты расчетов предельных кривых, определяющих область существования стационарной сверхзвуковой конденсации для псевдомаквелловских молекул. На фиг. 4 показаны предельные кривые для  $U_{\infty\tau}$  и различных значений параметра  $T_{\infty}/T_w$ : кривая 1 соответствует  $T_{\infty}/T_w = 0,5$ ; 2 – 0,667; 3 – 1,0; 4 – 4,0. Влияние тангенциальной составляющей компоненты скорости показано для  $T_{\infty}/T_w = 4,0$  (кривая 5 –  $M_{\infty\tau} = u_{\infty\tau}/a_{\infty} = 0$ , 6 – 1,0). Для двух последних кривых ось абсцисс отложена вверх, ось ординат – справа. Область существования стационарного решения задачи о сверхзвуковой конденсации лежит выше изображенных кривых:  $P_{\infty} \geq P_{\infty cr}$ .

3. Представим полную картину поведения решения задач о сильном испарении и конденсации газа. На фиг. 5 на основании [4, 12, 13] и настоящей работы приведены итоговые результаты, полученные методом прямого статистического моделирования. Рассмотрим отдельно режим сильного испарения и режимы до- и сверхзвуковой конденсации.

Режим сильного испарения ( $0 < M_{\infty} < 1$ ). Задача является однопараметрической: по заданному значению числа Маха  $M_{\infty}$  (или величине расхода) можно определить отношения  $T_{\infty}/T_w = \varphi_1(M_{\infty})$  (кривая 1) и  $P_{\infty}/P_{ev} = \varphi_2(M_{\infty})$  (кривая 2). Величина касательной составляющей компоненты скорости в случае плоской поверхности равна нулю.



Фиг. 4



Фиг. 5

*Режим сильной дозвуковой конденсации* ( $-1 < M_{\infty x} < 0$ ). В этом режиме течения для определения отношения  $P_{\infty}/P_{ev}$  необходимо задать на внешней границе кнудсеновского слоя величины  $T_{\infty}/T_w$ ,  $M_{\infty x}$ ,  $M_{\infty \tau}$ , т. е. задача является трехпараметрической. На фиг. 5 приведены две кривые  $P_{\infty}/P_{ev}$ , соответствующие  $M_{\infty \tau} = 0$  и  $T_{\infty}/T_w = 0,5$  (кривая 3) и  $T_{\infty}/T_w = 4,0$  (кривая 4).

*Режим сильной сверхзвуковой конденсации* ( $M_{\infty x} < -1$ ). В этом случае решение задачи существует при заданных величинах  $M_{\infty x}$ ,  $M_{\infty \tau}$ ,  $T_{\infty}/T_w$  для всех значений  $P_{\infty} \geq P_{\infty cr}$ . Две предельные кривые ( $P_{\infty}/P_{ev}$ )<sub>cr</sub> приведены для  $M_{\infty \tau} = 0$  и  $T_{\infty}/T_w = 0,5$  (кривая 5) и  $T_{\infty}/T_w = 4,0$  (кривая 6). Область значений  $P_{\infty}/P_{ev}$ , при которых существует решение задачи, заштрихована.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. Коган М. Н., Макашев Н. К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. № 6. С. 3—11.
3. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
4. Абрамов А. А., Коган М. Н. О режиме сверхзвуковой конденсации газа // Докл. АН СССР. 1984. Т. 378. № 5. С. 1078—1081.
5. Абрамов А. А. Сильное испарение газа с двумерной периодической поверхности // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 2. С. 132—139.
6. Oguchi H., Hatakeyama M. One-dimensional steady supersonic condensation // Rarefied Gas Dynamics. N. Y., 1981. V. 1. P. 321—329.
7. Крюков А. П. Одномерная стационарная конденсация при скоростях движения пара, сопоставимых со скоростью звука // Изв. АН СССР. МЖГ. 1985. № 3. С. 176—180.
8. Бишаев А. М., Рыков Р. А. Исследование задачи об одномерном стоке на основе кинетического уравнения // Численные методы в динамике разреженных газов. М.: ВЦ АН СССР, 1973. Вып. 1. С. 9—21.
9. Sony Y., Aoki K., Yamashita I. A study of unsteady strong condensation of a plane condensed phase, with spatial interest in formation of steady profile // Rarefied Gas Dynamics. 15 Int. Sympos. V. 2. Grado, Trieste, 1986. P. 323—333.
10. Белоцерковский О. М., Яницкий В. Е. Статистический метод частиц в ячейках для решения задач динамики разреженного газа Ч. 1. Основы построения метода // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1975. Ч. 1. Т. 15. № 5. С. 1195—1208.
11. Абрамов А. А. О вычислении макропараметров в методе прямого статистического моделирования Монте-Карло // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 2. С. 315—318.
12. Абрамов А. А. Решение задачи о сильном испарении одноатомного газа методом Монте-Карло // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 1. С. 185—188.
13. Абрамов А. А., Коган М. Н. Сильная дозвуковая конденсация одноатомного газа // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 1. С. 165—169.

Москва

Поступила в редакцию  
25.I.1988

УДК 533.6.011:535.34

© 1990 г.

С. В. ПЕЙГИН, С. В. ТИМЧЕНКО

### НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ВЯЗКИЙ УДАРНЫЙ СЛОЙ В НЕРАВНОМЕРНОМ ПОТОКЕ ГАЗА В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ

В рамках модели тонкого вязкого ударного слоя на примере движения затупленного тела с постоянной скоростью через плоскую температурную неоднородность исследовано совместное влияние нестационарных эффектов и неравномерности набегающего потока на изменение структуры течения вблизи линии торможения, силовые и тепловые нагрузки на обтекаемую поверхность. Проанализирована зависимость коэффициентов трения и теплообмена от числа Рейнольдса, формы тела и параметров температурной неоднородности. На основании численных решений, полученных в широком диапазоне изменения определяющих параметров задачи, выявлен ряд закономерностей исследуемого течения. Путем сравнения решений, полученных в точной постановке, с расчетами, проведенными в квазистационарном приближении, определена область применимости последнего.

В ряде случаев при движении тела со сверхзвуковой скоростью в неоднородных средах возникает необходимость в учете влияния на параметры течения нестационарного характера задачи. В частности, как показывают результаты эксперимента [1], при числах Струхала порядка единицы нестационарные эффекты существенны в задаче о движении тела через температурную неоднородность. Ранее теоретическое исследование влияния нестационарности при сверхзвуковом движении тела в неоднородных средах проводилось в ряде работ. В [2] использовались уравнения Эйлера, в [3—5] — уравнения вязкого ударного слоя, причем если в [3—4] решение ограничивалось окрестностью линии торможения, то в [5] оно получено для всей лобовой поверхности сферы. Влияние неравномерности набегающего потока на структуру вязкого ударного слоя при стационарном обтекании осесимметричных тел изучалось в [6, 7], а для некоторых частных случаев пространственных течений — в [8—11].