

УДК 621.039; 621.384.8

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ИСПАРЕНИЯ КЛАСТЕРОВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ РАЗМЕРОВ В РЕЛАКСАЦИОННОЙ ЗОНЕ СВОБОДНОЙ СТРУИ ЗА ДИСКОМ МАХА

*М. Л. Александров, Ю. С. Куснер, Н. В. Краснов,
В. И. Николаев, Г. В. Симонова, В. Е. Фирстов*

Описывается схема измерений, позволяющая по экспериментальным данным по рассеянию когерентного излучения на кластерах молекулярных размеров вычислять коэффициент испарения ξ . Кластеры образуются при адиабатическом охлаждении свободно расширяющегося газа и испаряются при торможении сверхзвукового потока внешним, покоящимся газом — в релаксационной зоне за образующейся стационарной ударной волной — диском Маха. Анализ кинетики испарения кластеров, а также их релаксации по импульсу и энергии с окружающим газом за диском Маха проводится в рамках простой кинетической модели, где величина ξ является свободным параметром. Предлагаемый метод измерений обладает следующими преимуществами: 1) коэффициент испарения может быть измерен для кластеров любого заданного размера; 2) кинетический режим испарения кластеров достигается при высокой плотности газа, что существенно облегчает измерения, а также интерпретацию результатов.

Изучение процессов испарения кластеров молекулярных размеров становится не только традиционной задачей динамики разреженных газов для апробации теоретических моделей. Испарение кластеров при газокинетических столкновениях с молекулами при переходных числах Кнудсена — важный этап схем формирования молекулярных и ионных пучков труднолетучих термонеустойчивых соединений, получаемых из жидкой фазы при ее распылении и газокинетическом испарении растворителя [1, 2].

Однако даже наиболее совершенные из существующих экспериментальных методов позволяют измерить лишь «макроскопические», соответствующие блоку конденсированной фазы, значения коэффициента испарения, особенно в наиболее интересной переходной области чисел Кнудсена. Можно выделить две основные проблемы таких измерений: 1) трудности измерений низкого давления газа пара при переходе от диффузионного к свободномолекулярному, кинетическому режиму испарения при исследованиях испарения капель с начальным радиусом около микрона, получаемых при распылении жидкости; 2) проблемы экстраполяции результатов измерения с макроскопическими, пусть и небольшими, капельками на кластеры молекулярных размеров. В связи с этим экспериментальные результаты было трудно сравнивать с теоретическими. Например, в экспериментах [3] измерялся размер одиночной капли с начальным радиусом 1 мкм. Из-за трудности измерения парциального давления пара при низких давлениях не удалось измерить эволюцию размера капли при быстром, кинетическом режиме испарения. Для устранения этой трудности в работе [4] предложена схема эксперимента, в которой измеряется эволюция не одиночной капли, а последовательно лежащих друг за другом капель, производимых специальным генератором капель с высокой (не хуже 2 %) однородностью начального радиуса в диапазоне 10—100 мкм. Размер капель измерялся оптическим методом по формулам теории Ми. Изучено испарение капелек ацетона и пропилового спирта при комнатной температуре в воздухе в диапазоне чисел $Kn = 1.5 \div 1.5 \cdot 10^{-3}$. Измеренное для числа $Kn = 1.66$ время испарения капелек

пропилового спирта (около 3 мс) оказалось значительно меньше, чем посчитанное в работе [5] путем решения уравнения Больцмана методом моментов и последующей линеаризации решений моментной системы уравнений. В соответствии с результатами эксперимента предполагается, что подобные теории имеют тот же предел применимости, что и диффузионные, а именно справедливы при небольших отклонениях от равновесия, когда радиус кластера еще не сильно уменьшился, т. е. при $r/r_0 \leq 1$. В экспериментах же условия испарения заведомо неравновесны даже по плотности пара над каплей. Вместе с тем трудности измерений при низких давлениях газа не позволяют однозначно установить пределы применимости диффузионных или моментных приближений уравнения Больцмана, а следовательно, и правильно интерпретировать экспериментальные результаты. Поэтому эксперименты с испарением капелек микронных размеров не могут считаться более подходящей моделью для измерений коэффициента испарения кластеров молекулярных размеров, чем «макроскопические» измерения, описанные, например, в работе [6]. Пленка жидкого метанола внезапно разогревалась в ударной трубе, и затем по измерениям оптических характеристик вновь образующейся пленки определялись температура и скорость конденсации жидкой фазы, а затем вычислялся коэффициент испарения ξ .

В настоящей работе описывается схема измерений, при которой по экспериментальным данным непосредственно вычисляется ξ для кластеров молекулярных размеров, образующихся при адиабатическом охлаждении свободно расширяющегося газа и испаряющихся при торможении сверхзвукового потока внешним, покоящимся газом — в релаксационной зоне за образующейся стационарной ударной волной — диском Маха. Как известно, конденсация адиабатически охлаждающегося в свободной сверхзвуковой струе газа приводит к образованию кластеров с нормальным законом дисперсии функции распределения по размерам; размер кластеров данного газа однозначно определяется размером критического сечения сопла d_* , начальным давлением P_0 и температурой T_0 покоящегося до расширения газа и легко может быть изменен путем необходимого выбора указанных параметров [7]. Предлагаемый метод измерений обладает двумя очевидными преимуществами: 1) коэффициент испарения может быть измерен для кластеров любого заданного размера; 2) кинетический режим испарения кластеров достигается при высокой плотности газа, что существенно облегчает измерения, а также интерпретацию результатов.

Кинетическая модель испарения кластеров за ударной волной

Прежде всего рассмотрим и сравним с экспериментом простую кинетическую модель испарения кластеров за ударной волной, основанную на следующих допущениях.

1. Изменение параметров сверхзвукового потока при переходе через фронт ударной волны может быть аппроксимировано ступенчатой функцией, и параметры газа за волной могут быть определены, например, из соотношений Ренкина—Гюгио. Отметим, что это приближение для ударных волн в конденсирующихся потоках выполняется даже лучше, чем в обычных газах. Как и в расширяющемся потоке при образовании кластеров [7], температура газа при торможении потока с кластерами практически не увеличивается, поскольку кинетическая энергия расходуется на испарение кластеров. С этой точки зрения кластированный поток может быть описан как среда с аномальными термодинамическими свойствами [8]. Трудности связаны только с подходящим выбором показателя адиабаты в соотношениях Ренкина—Гюгио при определении плотности газа за волной.

2. Распределение кластеров по размерам перед волной и в процессе испарения принимается δ -функцией.

3. Как и при описании образования кластеров в сверхзвуковой струе [7], предполагается, что в процессе испарения за волной кластеры могут быть описаны в приближении жидкокапельной, «макроскопической» модели [9].

4. Плотность пара в процессе испарения значительно ниже плотности насыщения при данной температуре за волной; это допущение, очевидно, справедливо.

ливо при малой доле конденсированной фазы в сверхзвуковом потоке перед волной.

5. Число степеней свободы молекул в кластере с числом молекул $N - i_N$, коэффициенты испарения ξ и температурной аккомодации ξ_T не зависят от температуры кластера T_N в процессе испарения. Справедливость такого допущения проверяется при сравнении с экспериментом.

В указанных приближениях запишем уравнения для релаксации числа молекул в кластере, импульса и внутренней энергии кластера

$$dN = -\xi Z_N dt, \quad (1)$$

$$d(N\Delta U_N) = -\frac{4}{3} Z_N \Delta U dt, \quad (2)$$

$$d(N\Delta T_N) = -\frac{\xi_T Z_N}{i_N} (i + 1) \Delta T_N dt, \quad (3)$$

где ΔU_N , ΔT_N — разности скоростей и температур кластера и окружающего газа; i — число степеней свободы молекулы, из которых состоит кластер; Z_N — частота столкновений молекул газа с кластерами. Начальные условия для системы уравнений (1)–(3):

$$t = 0, \quad N = N_0, \quad \Delta U_N = \Delta U_{N_0}, \quad \Delta T_N = \Delta T_{N_0}. \quad (4)$$

Решение запишем в следующем виде:

$$\bar{N} = \frac{N}{N_0} = \left(1 - \frac{\xi A t}{3\sqrt[3]{N_0}}\right)^3, \quad (5)$$

$$\Delta \bar{U}_N = \frac{\Delta U_N}{\Delta U_{N_0}} = \left(1 - \frac{\xi A t}{3\sqrt[3]{N_0}}\right)^{4/\xi-3}, \quad (6)$$

$$\Delta \bar{T}_N = \frac{\Delta T_N}{\Delta T_{N_0}} = \left(1 - \frac{\xi A t}{3\sqrt[3]{N_0}}\right)^{3 \left[\frac{\xi_T (i+1)}{i_N \xi} - 1 \right]}, \quad (7)$$

где

$$A = P \sqrt{\frac{8\pi}{mkT}} \left(\frac{3w}{4\pi}\right)^{3/8} \approx \text{const}, \quad (8)$$

P , T — давление и температура газа за волной, k — постоянная Больцмана, w — объем на молекулу в конденсированной фазе.

Релаксация параметров \bar{N} , $\Delta \bar{U}_N$, $\Delta \bar{T}_N$ происходит по степенному закону с одинаковым основанием степени, поэтому временной масштаб каждого процесса определяется показателем степени в уравнениях (5)–(7). Асимптотика решения (6) при $\xi \rightarrow 0$

$$\lim \left(1 - \frac{\xi A t}{3\sqrt[3]{N_0}}\right)^{4/\xi-3} = \exp\left(-\frac{4At}{3\sqrt[3]{N_0}}\right) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right), \quad (9)$$

т. е. (9) практически справедливо при $\xi \leq 0.2$. Из простых физических соображений очевидно, что в рассматриваемых условиях испарения, когда плотность пара значительно меньше насыщающей, величина ξ по порядку величины равна kT/W , где W — энергия связи молекулы в кластере. Поскольку для всех веществ в конденсированном состоянии $kT/W \ll 1$ [7], то $\xi \ll 1$. Эти простые соображения подтверждаются расчетами коэффициента испарения по теории абсолютных скоростей реакций и сопоставлением расчетных величин с измеренными [10]. Из сравнения (5) и (6) очевидно, что при $\xi \ll 1$

$$\lim \frac{\Delta \bar{U}_N}{\bar{N}} = \lim (\bar{N})^{4/\xi-2} = 0. \quad (10)$$

Таким образом, при малых ξ релаксация кластеров по импульсу за ударной волной происходит значительно быстрее, чем их испарение. Из решения (5) тогда следует оценка времени испарения кластера

$$\tau_{\text{исп}} = \frac{3\sqrt[3]{N_0}}{\xi A} = \frac{4\tau_p}{\xi}, \quad (11)$$

и при $\xi \ll 1$, $\tau_{\text{исп}} \gg \tau_p$, где τ_p — время релаксации импульса, которое может быть выражено, например, через персистенцию скоростей. Протяженность зоны испарения кластеров за фронтом волны в этом случае

$$X_{\text{исп}} = \frac{3\sqrt[3]{N_0}}{\xi A} U, \quad (12)$$

где U — скорость газа за волной.

Поскольку зависимость между ξ и ξ_T в общем случае не определена и известно лишь, что должно выполняться неравенство [11]

$$\xi \ll \xi_T, \quad (13)$$

то необходимо принять (впрочем, почти очевидное физически) допущение о равенстве протяженности зоны испарения и температурной релаксации. Тогда, как следует из (5) и (7), необходимо выполнение условия

$$\xi_T/\xi > i_N/(i+1). \quad (14)$$

В макроскопическом приближении величину i_N можно определить по измеренным значениям теплоемкости жидкостей. Справочные данные [12] свидетельствуют, что нижний предел $i_N \geq i/1.4$; следовательно, принятые допущения в рамках рассматриваемой модели не приводят к качественным противоречиям.

Как указано выше, подходящими экспериментами для проверки кинетической модели испарения (1)–(3) являются эксперименты работы [6]. На рис. 1 показана экспериментально измеренная зависимость толщины образующейся пленки Δh от времени [6]. Сплошная линия — результат расчета по уравнению (1) при $\xi=0.035$. Результаты расчета неплохо согласуются с экспериментом. Полученное таким образом значение $\xi=0.035$ совпадает с приведенным в работе [10] для метанола $\xi=0.034$. Наилучшее совпадение теоретических и экспериментальных зависимостей получается при $\xi_T=0.065$. Эти результаты служат обоснованием допущения о постоянстве величин i_N , ξ и ξ_T ; принятое допущение практически не отражается на численных значениях получаемых из опытов величин.

Таким образом, рассматриваемая модель испарения с минимальным числом макроскопических параметров для конденсированной фазы хорошо совпадает с экспериментом и может быть использована для описания процессов испарения кластеров за ударной волной. По измерениям скорости испарения и температурной релаксации при взаимодействии кластеров с инертным газом можно определить параметры системы кинетических уравнений (1)–(3) — ξ и ξ_T .

Эксперимент

Принципиальная схема эксперимента показана на рис. 2. Исследуемый газ (в экспериментах — CO_2) истекает через звуковое сопло 1 (отверстие, $d_* = 3$ мм) в пространство с атмосферным давлением, образуя свободную сверхзвуковую струю 2 с замыкающей ударной волной (дискон Маха) 3, располо-

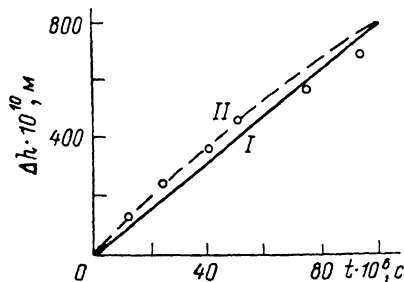


Рис. 1. Сравнение результатов вычисленной скорости образования пленки метанола согласно кинетической модели (1)–(3) (I) и экспериментальных результатов [6] (II).

женной на расстоянии X_M вниз по течению от сопла. На расстоянии $X_{ист}$ (5 мм в эксперименте) ось струи пересекает луч лазера 4 (ультрафиолетовый импульсный лазер, $\lambda=3371 \text{ \AA}$, диаметр луча $\approx 1 \text{ мм}$). Рассеянное из осевой области струи излучение под углом 90° регистрируется монохроматором 5. Схема регистрации рассеянного излучения и принцип метода описаны в работах [1, 7]. Поскольку в экспериментах выполнялось условие $\lambda \gg r_{0,N}$ ($r_{0,N}$ — начальный радиус испаряющегося кластера), то интенсивность рассеянного излучения I определяется формулой Релея, которая для рассеяния на кластерах может быть представлена в виде [1, 7]

$$I \sim n_N r_N^6 \approx ngN, \quad (15)$$

где n_N , n — численная плотность кластеров и молекул газа соответственно; g — доля конденсированной фазы в потоке.

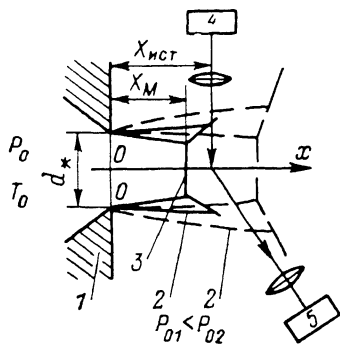
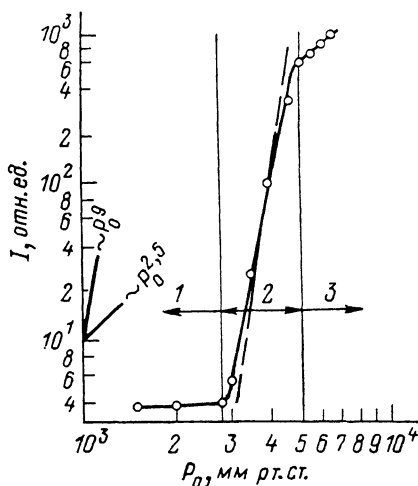


Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента.

Газ с начальным давлением P_0 и температурой T_0 истекает из звукового сопла диаметром d_* . При увеличении P_0 размеры струи, определенные висящими ударными волнами, увеличиваются (штриховые линии).

Рис. 3. Зависимость интенсивности рассеянного лазерного излучения I от давления CO_2 в источнике P_0 . $T_0=300 \text{ К}$.

1 — область «сухого» течения, 2 — область испарения кластеров за диском Маха, 3 — область конденсации газа в струе. Штриховая линия — расчет по модели (1)–(3) при $\xi=0.0028$.



Изменяя давление P_0 , можно «перемещать» положение диска Маха относительно луча лазера, т. е., как показано на рис. 2, менять X_M и тем самым измерять рассеяние как из области конденсирующейся струи перед волной, так и релаксационную зону за ней. Известно, что в хорошем согласии с экспериментом (для CO_2 при показателе адиабаты расширения газа $\gamma=1.4$) расстояние до диска Маха для осесимметричной струи [13]

$$[X_M = 0.67d_* \sqrt{P_0/P_\infty}, \quad (16)$$

где P_∞ — давление в области истечения (в экспериментах — атмосферное). На рис. 3 показана измеренная зависимость $I(P_0)$, на которой выделяются три характерных участка. При $P_0 > 5 \cdot 10^3$ мм рт. ст. оценка по формуле (16) показывает, что $X_M > X_{ист}$; следовательно, лазерный луч пересекает струю вверх по потоку от ударной волны и зависимость $I(P_0)$ должна соответствовать измеренной в конденсирующейся свободной струе. Как видно на рис. 3, для этой области $I \sim P_0^{2.5}$ и хорошо совпадает с измеренной в свободной струе. Увеличение I обусловлено здесь увеличением среднего размера кластеров в струе: $N \sim P_0^{1.5}$ [7]. При $P_0 < 3 \cdot 10^3$ мм рт. ст. кластеры за ударной волной полностью испаряются, не успевая достигнуть луча лазера, интенсивность

рассеянного излучения не зависит от P_0 и определяется рассеянием на воздухе при примерно атмосферном давлении. В диапазоне $3 \cdot 10^3 \leq P_0 \leq 5 \cdot 10^3$ мм рт. ст. ($3.86 \leq X_M \leq 5$ мм) исследуется область испарения кластеров за диском Маха. Зависимость $I(P_0)$ очень сильная и примерно соответствует закону $I \sim P_0^9$. Это обстоятельство связано как с увеличением среднего размера кластеров в струе перед волной при увеличении P_0 , так и с перемещением ударной волны вниз по потоку, ближе к лучу лазера. Определяя теперь из измеренной зависимости $I(P_0)$ длину испарения

$$X_{\text{исп}} = X_{\text{ист}} - X_M, \quad (17)$$

можно по формуле (12) определить величину $\xi/\sqrt[3]{N_0}$. Для $P_0 = 2.8 \cdot 10^3$ мм рт. ст. (рис. 3) имеем $X_{\text{исп}} = 1.14$ мм, $U = 1.3 \cdot 10^4$ см/с, $\xi/\sqrt[3]{N_0} = 2 \cdot 10^{-4}$. Величину $N_0(P_0)$ можно оценить из многочисленных измерений как лазерными, так и молекулярно-пучковыми методами, используя, например, законы подобия для конденсирующихся потоков [7, 14]. Используя экспериментальные результаты [7], полученные для струи, истекающей в вакуум из такого же отверстия, принимаем для $P_0 = 2.8 \cdot 10^3$ мм рт. ст. $N_0 = 2.7 \cdot 10^3$ и получаем из (12) $\xi = 0.0028$. Полученное значение на 25 % выше вычисленного по теории абсолютных скоростей реакций [10], где процесс рассматривается как мономолекулярная реакция, что аналогично свободномолекулярному приближению для испарения. Погрешность определения ξ указанным методом определяется погрешностью оценки N_0 и составляет примерно 30 %.

Обсуждение результатов

В экспериментах настоящей работы по исследованию свободномолекулярного испарения кластеров в инертном газе получено в согласии с результатами опытов по «макроскопическому» измерению [1, 4], что скорость испарения кластеров значительно выше, чем в диффузионном приближении, и лучше описывается формулами для свободномолекулярного испарения при переходных числах Кнудсена. Вряд ли точность интерпретации экспериментальных результатов по исследованию испарения в настоящее время достаточна для того, чтобы сделать какие-либо иные выводы, например сравнивать с теорией численные значения коэффициента испарения и обсуждать наблюдающееся согласие с расчетами ξ по теории абсолютных скоростей реакций. По-видимому, следует считать, что измеренные значения ξ справедливы по порядку величины при испарении кластеров, в том числе и молекулярных размеров, при температурах, близких к температуре насыщения в пространстве, заполненном инертным газом. Измеренное значение ξ в указанных условиях одинаково, вероятно, для большинства веществ, поскольку параметр kT/W меняется в узком диапазоне $1/30 \div 1/50$ [7]. Однако из полученных результатов следуют полезные рекомендации для создания и исследования систем газодинамического формирования молекулярных и ионных пучков из жидкой фазы (растворов) веществ.

Принципиальная схема формирования таких пучков предложена в работе [15]; газодинамические параметры одного из вариантов схемы исследованы в работах [2, 16]. Жидкость, вытекающая из капилляра, распыляется на микрокапельки размером около 1 мкм в неоднородном электрическом поле. Полученные капельки испаряются в покоящемся инертном газе, пролетая с небольшой (порядка $10^2 - 10^3$ см/с) скоростью путь длины L между капилляром и соплом газодинамической системы формирования пучка [16]. Испаренные молекулы и ионы вместе с потоком инертного газа транспортируются через сопло и дифференциальную систему откачки молекулярного пучка в вакуумную область. Важнейшее значение для работоспособности схемы имеет правильный выбор расстояния L , для чего необходимо значение величины ξ . Очевидно, что L должно выбираться из соотношения

$$L \approx X_{\text{исп}}, \quad (18)$$

где $X_{\text{исп}}$ дается формулой (12). При $L < X_{\text{исп}}$ не все молекулы растворенных веществ успевают испариться, при $L \gg X_{\text{исп}}$ вещества рассеиваются в газе.

Ясно, что в обоих случаях интенсивность молекулярного пучка уменьшится. Здесь существенно сказывается разница между скоростью испарения кластера при диффузионном и кинетическом рассмотрении, приводящая к тому, что время испарения микрокапли с начальным размером 1 мкм (порядка миллисекунды в кинетическом пределе [1, 2, 4, 6]) на порядок увеличивается в диффузионном, квазиравновесном приближении [6]. В результате в пионерской работе [15], где для оценки использованы термодинамические соображения, L выбрано около 20 см для испарения капельки с начальным радиусом 1 мкм. По формуле (12) для этого достаточно $L \approx 1$ см [2]. В результате в экспериментах [15] удалось получить только пучки очень тяжелых органических молекулярных ионов с массой более 10 000 а. е. м., которые не были рассеяны газом. Большие, чем необходимо для испарения, значения L выбирались и в более поздних работах; так, в работе [17] выбрано $L=15$ мм. Тем не менее значение

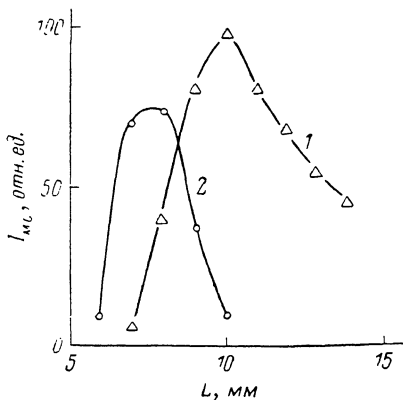


Рис. 4. Зависимость тока ионного пучка цезия $I_{ио}$ от длины испарения кластеров L .

Ионный пучок формируется из водно-метанольного раствора (50 %—50 %) CsCl с концентрацией 10^{-8} М. Начальный радиус испаряющейся капли $5 \cdot 10^{-3}$ см.

тока по сравнению с испарением более тяжелых молекул SF_6 .

Эксперимент с ионным пучком независимым образом подтверждает полученное в экспериментах по испарению в ударной волне значение коэффициента испарения. В обоих случаях формула (12) удивительным образом согласуется с экспериментом при одинаковых значениях ξ .

Литература

- [1] Dixon D. J. In: High performance liquid chromatography in protein and peptide chemistry, ed. by F. Lottwepeich, A. Henschen, K.-P. Hupe. Berlin; N. Y.: W. de Gruiter, 1981, p. 126—142.
- [2] Галль Л. Н., Краснов Н. В., Куснер Ю. С. и др. ЖТФ, 1984, т. 54, № 8, с. 1559—1571.
- [3] Ray A. K., Davis E. J., Ravindran P. J. Chem. Phys., 1979, v. 71, N 2, p. 582—587.
- [4] Frohn A., Andres K. In: Rarefied Gas Dynamics, 14th Int. Symp., ed. by H. Oguchi. Japan: University of Tokyo Press, 1984, v. 2, p. 975—983.
- [5] Shankar P. N. J. Fluid Mech., 1970, v. 40, N 2, p. 385—400.
- [6] Fujikawa S., Akamatsu T., Fujioka H., Mizuno J. In: 13th Int. Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Book of abstracts. Novosibirsk: Institute of Thermophysics, 1982, v. 2, p. 326—328.
- [7] Куснер Ю. С., Приходько В. Г., Симонова Г. В., Фирстов В. Е. ЖТФ, 1984, т. 54, № 9, с. 1772—1781.
- [8] Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963. 632 с.
- [9] Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 598 с.
- [10] Mortensen E. M., Eyring H. J. Chem. Phys., 1960, v. 64, N 7, p. 846—849.
- [11] Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. М.: Металлургия, 1966, с. 7—21.
- [12] Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963. 708 с.

- [13] *Ashkenas H. A., Sherman F. S.* In: *Rarefied Gas Dynamics*, 4th Int. Symp., N. Y.; L.: Acad. Press, 1966, v. 2, p. 84—97.
- [14] *Востриков А. А., Гайский Н. В., Куснер Ю. С.* и др. ПМТФ, 1978, № 1, с. 28—34.
- [15] *Dole M., Mack L. L., Hines R. L.* J. Chem. Phys., 1968, v. 49, N 5, p. 2240—2249.
- [16] *Александров М. Л., Веренчиков А. Н., Куснер Ю. С.* и др. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 5, с. 281—286.
- [17] *Whitehouse C. W., Yamashita M., Mehg C. K., Fenn J. B.* In: *Rarefied Gas Dynamics*, 14th Int. Symp., ed. by H. Oguchi. Japan: University of Tokyo Press, 1984, v. 2, p. 857—864.

Научно-техническое объединение

Институт аналитического приборостроения АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
25 марта 1987 г.

