

УДК 533

## Эффузия нейтрального газа в вакуум

**Котельников В.А.\*, Котельников М.В.\*, Платонов М.А.\*\***

*Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ, Волоколамское шоссе, 4, Москва, А-80, ГСП-3, 125993, Россия*

*\*e-mail: [mvk\\_home@mail.ru](mailto:mvk_home@mail.ru)*

*\*\*e-mail: [misiposhta@mail.ru](mailto:misiposhta@mail.ru)*

### Аннотация

Методами компьютерного моделирования исследуется эффузия нейтрального газа в вакуумное пространство. С целью понижения размерности задачи предлагается эффузионное отверстие в виде удлиненного прямоугольника. Описаны используемые модели и приведены основные результаты вычислительных экспериментов. Представлены функции распределения частиц газа, поля их скоростей и концентраций. Рассмотрены особенности эволюционных процессов.

**Ключевые слова:** эффузия, разреженный газ, уравнение Власова, метод характеристик, функция распределения, разгерметизация, малые течи, молекулярный поток.

### 1. Введение

Процесс истечение газа через относительно малые отверстия в результате теплового движения молекул, получивший название эффузия, часто встречается в

природе и технике. Исследования данного явления проводились еще в первой половине 19 века шотландским ученым Томасом Грэмом [1].

С появлением летательных аппаратов, предназначенных для полетов в разреженных слоях атмосферы и в условиях космического вакуума, на передний план вышла проблема возможной разгерметизации жилых отсеков в результате различных аварий, браков, деградации сварных швов, столкновений с метеоритами, частицами космического мусора и т.д.[2,3]. В качестве примера можно привести разгерметизацию космического корабля «Союз-11» в 1971 году в результате повреждения вентиляционного клапана, что повлекло за собой гибель экипажа. Другой пример – авария на орбитальной станции «Мир» в 1997 году. Тогда удалось изолировать поврежденный модуль станции [4]. Появлению больших течей часто предшествуют малые течи, которые труднее поддаются диагностике.

Развитие вакуумной промышленности привело к появлению различных устройств и систем, использующих вакуум. Это вакуумные насосы различных типов, вакуумные печи, вакуумные поезда, электровакуумные приборы, вакуумная изоляция и др. Здесь возможно проникание газа через зазоры трущихся деталей и микротрещины в вакуумное пространство, что приводит к различным нарушениям функциональности.

Явление эффузии лежит в основе ряда технологических процессов, связанных с разделением смеси газов на отдельные компоненты путем ее пропускания через пористые вещества. Примером может служить процесс получения обогащенного урана в атомной промышленности.

В данной работе методами компьютерного моделирования исследуется явление истекания газа в вакуумное пространство в случае, когда величина средней длины свободного пробега частиц газа больше размера отверстия. Учитывая приведенные выше примеры, такое исследование представляется актуальным.

В литературе встречается много работ, посвященные исследованию молекулярных потоков, истекающих в вакуум через малые отверстия [3-11]. При этом применяется весь набор методов исследования: натурные эксперименты, теоретические исследования с использованием математического моделирования, вычислительный эксперимент. Однако работ, связанных с решением уравнения Власова, как основного уравнения кинетической теории разреженных газов [14], в литературе найти не удалось. Так же не удалось обнаружить детального исследования особенностей функций распределения частиц газа, которые лежат в основе информации о параметрах газа в молекулярных потоках.

В рамках данной работы авторы использовали многолетний опыт компьютерного моделирования, накопленный при исследовании динамики разреженной плазмы в ряде теоретических и прикладных задач [13-14].

## **2. Физическая, математическая и численная модели задачи**

Рассматривается разреженный газ, истекающий из резервуара объемом  $V$  в вакуумное пространство через относительно малое отверстие. Размер отверстия меньше средней длины свободного пробега частиц газа. Газ в резервуаре рассматривается в равновесном состоянии. Толщиной стенок резервуара

пренебрегается. В расчетной области предполагается отсутствие столкновений частиц. Этот случай часто встречается на практике. В [10,11] показано, что в случае течи через поврежденную обшивку космического аппарата, когда диаметр круглого отверстия не более 1 мм, а ширина щелевого отверстия с соотношением сторон 100:1 не более 0,1 мм, режим истекания становится молекулярным.

В общем случае такая задача является шестимерной в фазовом пространстве  $(x, y, z, v_x, v_y, v_z)$  и нестационарной [13,14]. Предлагается рассматривать в качестве отверстия прямоугольник, у которого одна сторона много больше другой. Такая модельная форма отверстия за счет сдвиговой симметрии позволит с одной стороны существенно уменьшить размерность задачи (в этом случае в фазовом пространстве задача зависит от  $x, y, v_x, v_y$ ) [15], а с другой стороны получить все основные особенности распределения параметров газа в расчетной области. Соответствующие этой модели дефекты в виде щели часто встречаются на практике в виде трещин в обшивках летательных аппаратов и корпусах вакуумных приборов. Геометрия задачи представлена на рис. 1,

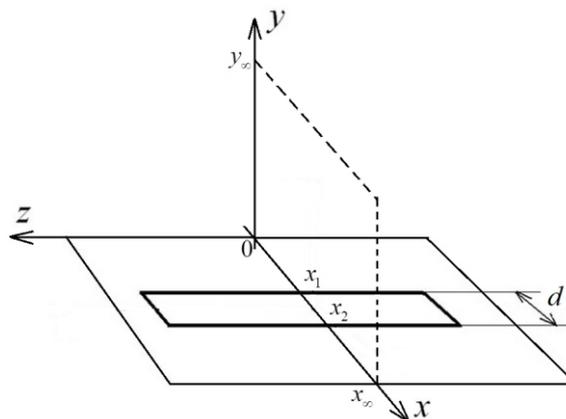


Рис. 1. Геометрия задачи

где  $d$  – ширина отверстия,  $x_1$  и  $x_2$  – координаты краев щели,  $x_\infty$  и  $y_\infty$  – координаты краев расчетной области.

Бесстолкновительный газ описывается уравнением Власова [12]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} = 0. \quad (1)$$

Концентрация частиц газа определяется следующим выражением:

$$n(t, x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t, x, y, v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \quad (2)$$

Предполагаем, что в начальный момент времени в расчетной области имеет место вакуумное пространство.

Граничная функция распределения на срезе отверстия (границе «втекания») предполагается Максвелловской [16]:

$$f|_{\text{граница втекания}} = n_0 \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) \right), \quad (3)$$

где  $n_0$  – невозмущенная концентрация частиц газа в резервуаре.

Предлагается записать ее в виде [19]:

$$f|_{\text{граница втекания}} = \left\{ \frac{n_0}{\pi} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2) \right) \right\} \cdot \left[ \pi^{-\frac{1}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2kT} v_z^2 \right) \right],$$

а эволюционирующую в расчетной области функцию распределения записать так:

$$f(t, x, y, v_x, v_y, v_z) = f(t, x, y, v_x, v_y) \cdot \left[ \pi^{-\frac{1}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2kT} v_z^2 \right) \right]. \quad (4)$$

При этом множитель в квадратных скобках не эволюционирует, т.к. в рассматриваемой модели одна сторона отверстия много больше другой и составляющая скорости частиц  $v_z$  вдоль длинной стороны отверстия остается

постоянной. Тогда задача сведется к определению функции  $f(t, x, y, v_x, v_y)$  в четырехмерном фазовом пространстве. Уравнение Власова для нее соответствует (1).

В формуле (2) с учетом (4) можно провести интегрирование по  $v_z$ . В результате получаем следующее выражение [17]:

$$n = \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, y, v_x, v_y, t) dv_x dv_y. \quad (5)$$

При этом граничная функция распределения на срезе отверстия (границе «втекания») будет иметь следующий вид:

$$f(v_x, v_y) \Big|_{\substack{\text{граница} \\ \text{втекания}}} = \frac{n_0}{\pi} \left( \frac{m}{2kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left( -\frac{m}{2kT} (v_x^2 + v_y^2) \right) \quad (6)$$

На остальных границах расчетной области (границах «вытекания») ставились «мягкие» граничные условия, получаемые путем экстраполяции функции распределения с прилегающих расчетных слоев.

Формулы для расчета средних скоростей частиц газа имеют следующий вид:

$$v_{x \text{ средняя}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f dv_x dv_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f dv_x dv_y}, \quad v_{y \text{ средняя}} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_y f dv_x dv_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} f dv_x dv_y}. \quad (7)$$

Формула для потока частиц из отверстия имеет следующий вид:

$$J_{\text{из отверстия}} = \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_{x_1}^{x_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} v_y f(v_x, v_y) \Big|_{\substack{\text{граница} \\ \text{втекания}}} dx dv_x dv_y. \quad (8)$$

В формуле (8)  $x_1$  и  $x_2$  – координаты краев эффузионного отверстия.

Формулу для потока частиц через внешнюю границу расчетной области можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned}
 J_{\text{внешняя граница}} = & \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{x_\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^0 v_y f(t, x, y_0, v_x, v_y) dx dv_x dv_y + \\
 & + \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{x_\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{+\infty} v_y f(t, x, y_\infty, v_x, v_y) dx dv_x dv_y + \\
 & + \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{y_\infty} \int_{-\infty}^0 \int_0^{+\infty} v_x f(t, x_0, y, v_x, v_y) dy dv_x dv_y + \\
 & + \left( \frac{2kT}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \int_0^{y_\infty} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x f(t, x_\infty, y, v_x, v_y) dy dv_x dv_y.
 \end{aligned} \tag{9}$$

В формуле (9)  $x_\infty$  и  $y_\infty$  - координаты крайних точек расчетной области по осям  $x$  и  $y$ .

Математическая модель приводилась к безразмерному виду с помощью следующей системы масштабов:

$M_n = n_0$  – масштаб концентрации;

$M_L = d$  - масштаб длины;

$M_V = (2RT/\mu)^{1/2}$  - масштаб скорости, где  $R = 8,314472$  Дж/(моль·К)–

универсальная газовая постоянная,  $\mu$  - молярная масса газа;

$M_f = M_n/(M_V)^3$  – масштаб функции распределения;

$M_t = M_L/M_V$  – масштаб времени;

$M_N = M_n M_V M_L$  – масштаб потока частиц, приходящегося на единицу длины

щели.

Вычислительная модель задачи основана на методе последовательных итераций по времени, когда моделируется переходный процесс от начального к

конечному стационарному состоянию - установлению распределения параметров газа в расчетной области. При этом для решения уравнения Власова использовался алгоритм метода характеристик [20].

### **3. Реализация вычислительного алгоритма на ЭВМ**

Алгоритм расчета был реализован в виде компьютерной программы на языке C++ с использованием средств графической библиотеки OpenGL. Исходный код программы был сформирован в среде программирования Visual Studio 2017.

Расчетная область имела размер  $2 \times 2$  и содержала 39942400 ячеек расчетной сетки, шаг по времени  $h_t$  составлял 0,01 безразмерной единицы. Время счета составляло несколько часов на настольном компьютере (четырёхядерный процессор Intel Core i7-6700K, тактовая частота каждого ядра составляет 4 ГГц, оперативная память компьютера 32 Гб).

Контроль времени окончания счета осуществлялся визуально с использованием графического окна, выводимого на экран монитора во время счета [19]. В данном окне на каждом шаге по времени перестраивался график зависимости потока частиц газа, вытекающего из отверстия в расчетную область, а также вытекающего за ее пределы через внешние границы, от времени. График приведен на рис. 2.

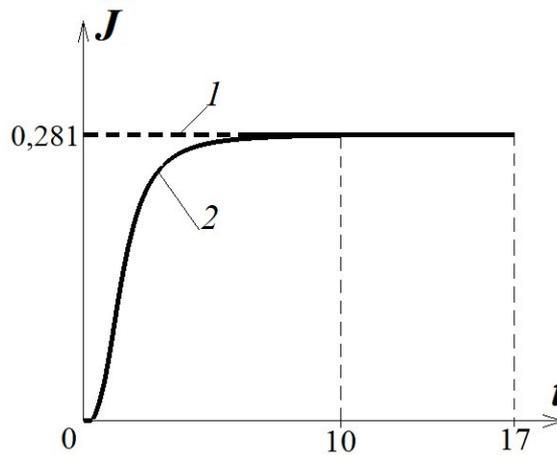


Рис. 2. Эволюция потока частиц газа через границы расчетной области

1 – поток частиц газа, истекающий из отверстия в расчетную область;

2 – поток частиц газа, вытекающий из расчетной области

Визуально фиксировался момент, когда поток частиц газа, истекающий из отверстия, становился практически равным потоку частиц газа через границы расчетной области. Далее путем наблюдений на экране монитора контролировалось следующее:

- Постоянное значение потока частиц газа, пересекающего расчетную область, что свидетельствует об установлении стационарного решения задачи;
- Практическое совпадение потока частиц газа, истекающего из отверстия в расчетную область, и потока частиц газа, вытекающего из расчетной области, что свидетельствует о выполнении закона сохранения массы газа в расчетной области в установившемся стационарном состоянии.

При выполнении этих двух условий осуществлялось окончание расчета, далее результаты подвергались дальнейшему анализу.

#### 4. Результаты вычислительных экспериментов

В основе информации о параметрах разреженного газа, истекающего из эффузионного отверстия в вакуум, лежит функция распределения  $f(t, x, y, v_x, v_y)$ , которая была детально исследована в процессе вычислительных экспериментов. На рис. 3 представлена зависимость функции распределения, зафиксированной на оси симметрии струи газа на момент установления стационарного решения задачи, от координаты  $y$  ( $t = 10$ ).

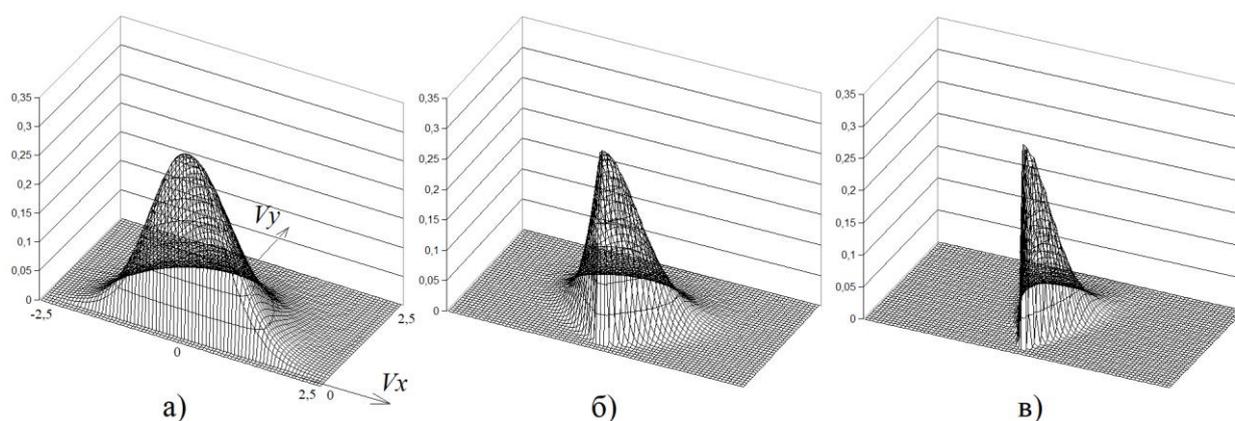


Рис. 3. Зависимость функции распределения частиц газа от координаты  $y$  ( $x = 1$ ;  $t = 10$ )

а)  $y = 0,0244$ ; б)  $y = 0,488$ ; в)  $y = 1,293$

На рис. 4 та же зависимость для наглядности представлена в виде изолиний.

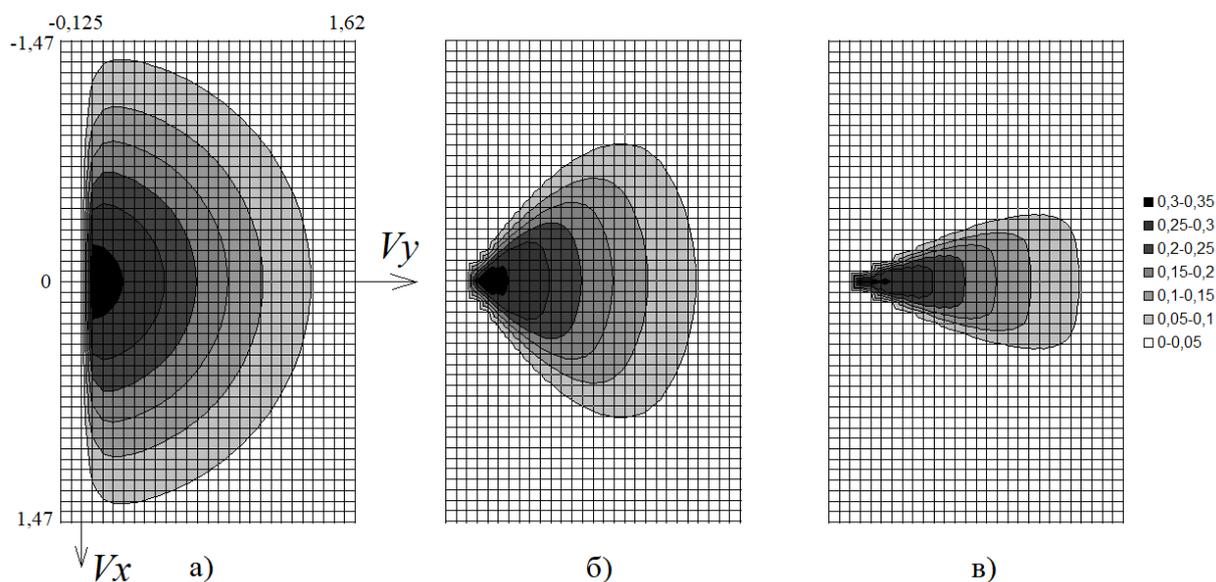


Рис. 4. Изолинии функции распределения частиц газа в зависимости от координаты

$y$

$(x = 1; t = 10)$

а)  $y = 0,0244$ ; б)  $y = 0,488$ ; в)  $y = 1,293$

Из графиков следует, что функция распределения характерным образом меняет форму при смещении от отверстия к границе расчетной области вдоль оси симметрии струи. Для исследования данного эффекта дополнительно была написана компьютерная программа, в которой средствами компьютерной графики удалось наложить три представленные на графиках рис. 3,4 функции распределения на Максвелловскую функцию, которая является граничным условием и соответствует равновесному состоянию газа в резервуаре. Скриншот экрана монитора, полученный в результате работы данной программы, представлен на рис.5.

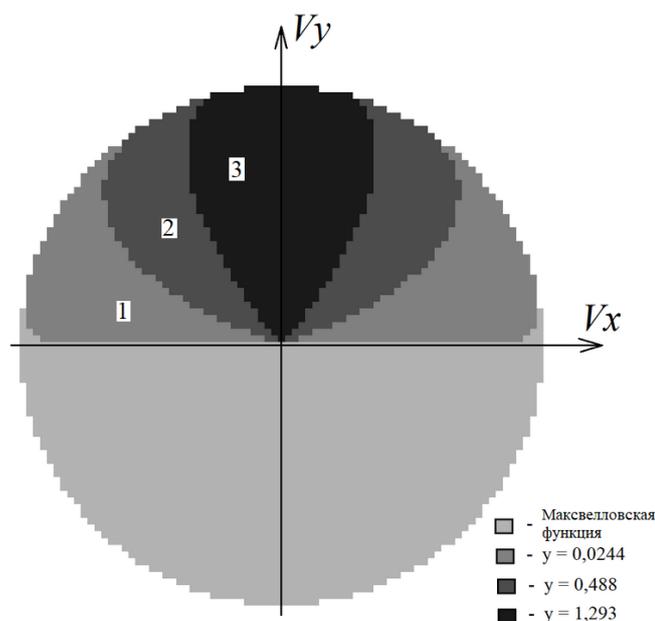


Рис. 5. Скриншот экрана монитора – функции распределения по оси  $y$  ( $t = 10$ )

Из рисунка следует, что каждая последующая функция распределения является частью предыдущей. Функция распределения 1 зафиксирована в расчетной области вблизи центра отверстия (первый расчетный слой). Ее можно получить из Максвелловской функции путем ее обнуления для области носителя  $V_y \leq 0$ . Частицы газа, соответствующие этой области носителя, не попадают в расчетную область, т.к. движутся в противоположную сторону. Функция распределения 2 зафиксирована на 20-м расчетном слое по  $y$  на оси симметрии струи. Как следует из рисунка, ее также можно получить из предыдущей функции распределения 1 путем обнуления ее боковых областей. Частицы газа со скоростями, соответствующими этим боковым областям, не могут попасть в исследуемую точку, где зафиксирована функция распределения 2, из-за процесса рассеяния струи. Функция распределения 3 зафиксирована на 53-м расчетном слое на оси симметрии струи. Она также может

быть получена из предыдущей функции распределения 2 путем обнуления боковых областей в результате рассеяния струи.

Таким образом, форма функции распределения зависит от взаимного расположения исследуемой точки и эффузионного отверстия. Ее можно получить с помощью простых геометрических построений, представленных на рис. 6. Некоторое отличие форм расчетных функций распределения на рис. 4,5 и теоретической формы на рис. 6 можно объяснить сглаживающим эффектом интерполяции, используемой в расчетах [18].

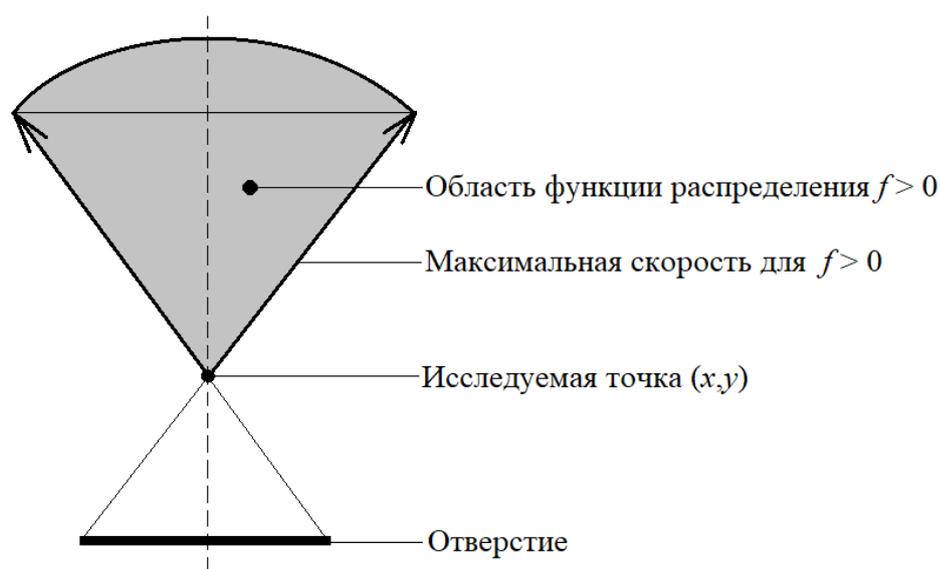


Рис. 6. Схема образования функции распределения в исследуемой точке

Изменение формы функции распределения при смещении по оси  $y$ , обсуждаемое выше, приводит к некоторому смещению ее «центра тяжести» в сторону увеличения составляющей  $V_y$ . Известно, что «центр тяжести» функции

распределения соответствует вектору средней скорости частиц в исследуемой точке (см. (7,8)). Таким образом, с удалением от отверстия наблюдается рост средней скорости частиц в струе. Данный эффект был обнаружен в расчетах и представлен на рис. 7.

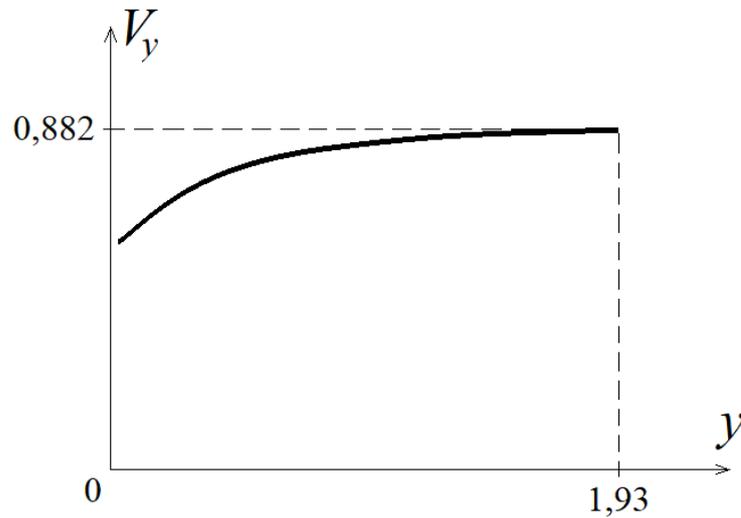


Рис. 7. Зависимость средних скоростей частиц от координаты  $y$  вдоль оси симметрии струи ( $t = 10$ )

На рис. 8 представлена зависимость функции распределения от координаты  $x$  при смещении из точки на оси симметрии струи к боковой границе расчетной области. Функции распределения зафиксированы на 20-м расчетном слое от отверстия. Механизм образования форм функций распределения рис. 8 также соответствует схеме рис. 6.

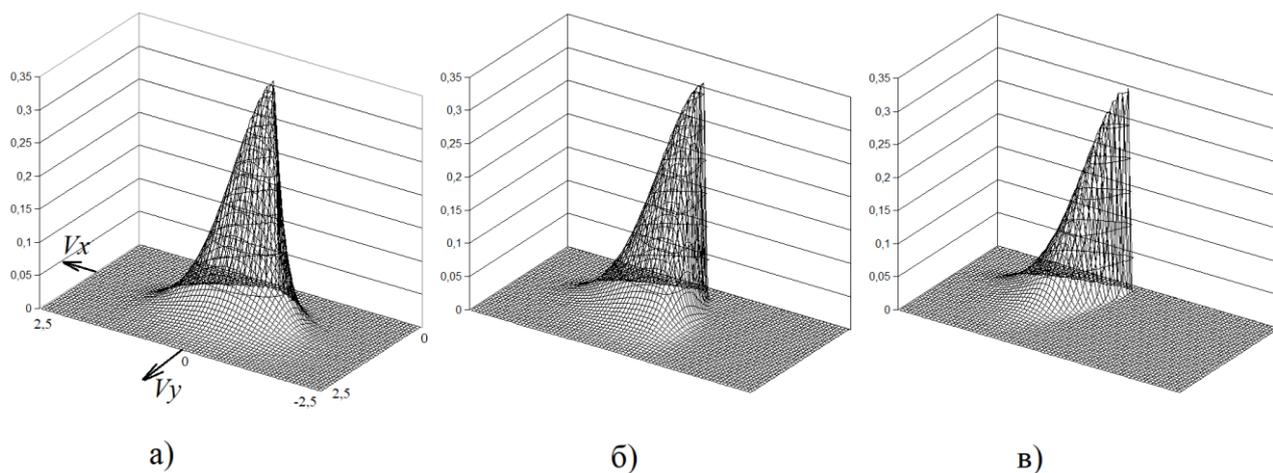


Рис. 8. Зависимость функции распределения частиц газа от координаты  $x$  ( $y = 0,488$ ;  
 $t = 10$ )

а)  $x = 1,0$ ; б)  $x = 1,37$ ; в)  $x = 1,73$

Для наглядности на рис. 9 приведены функции распределения рис. 8 в виде  
 изолиний.

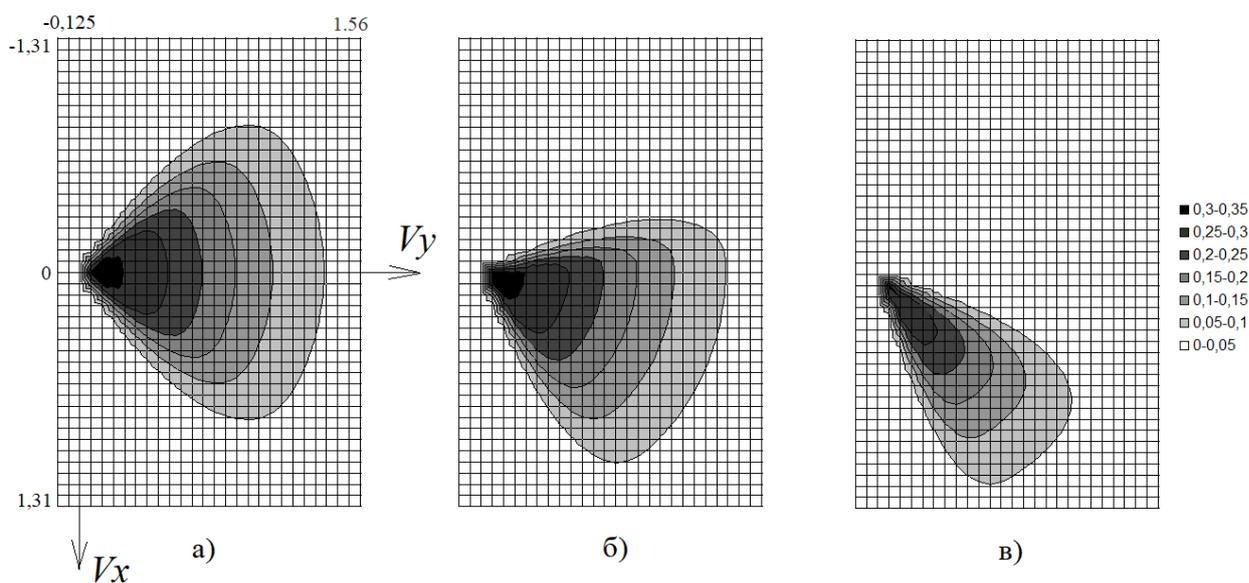


Рис. 9. Изолинии функции распределения частиц газа в зависимости от координаты  
 $x$

( $y = 0,488$ ;  $t = 10$ )

а)  $x = 1,0$ ; б)  $x = 1,37$ ; в)  $x = 1,73$

На рис. 10 представлено полученное в вычислительных экспериментах поле концентраций частиц в расчетной области. На графике изображена расчетная сетка, границы между серыми областями являются изолиниями. Поле концентраций имеет осевую симметрию.

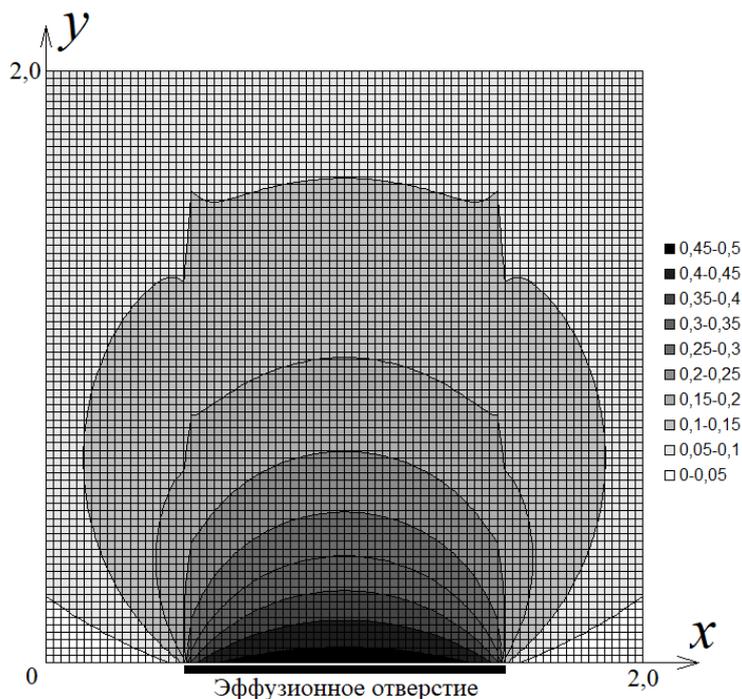


Рис. 10. Изолинии концентраций частиц газа в расчетной области ( $t = 10$ )

Распределение концентрации частиц газа по оси  $y$  вдоль оси симметрии струи представлено на рис. 11 в разные моменты времени. За счет рассеяния струи концентрация частиц газа плавно убывает.

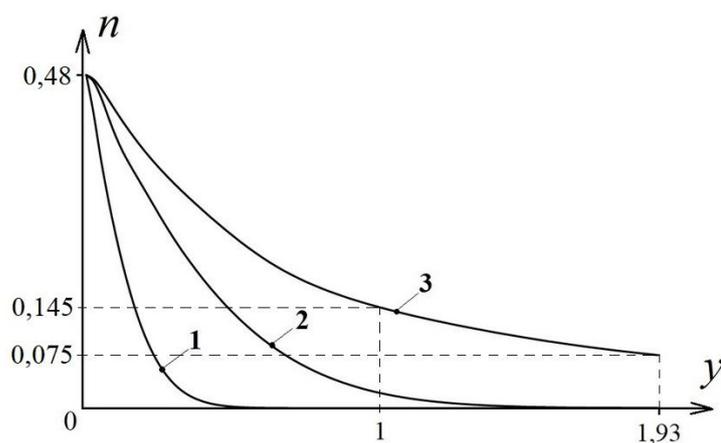


Рис. 11. Эволюция распределения концентрации компонент газа по оси  $y$  ( $x = 1$ )

$$1 - t = 0,2; 2 - t = 0,9; 3 - t = 10$$

На рис. 12 представлено поле скоростей частиц газа на момент установления струи. Для уменьшения громоздкости графика стрелки векторов средних скоростей частиц опущены. Вектора скоростей построены только в тех узлах расчетной сетки, где концентрация частиц  $n > 0,1n_0$ . Соответствующая область закрашена серым цветом. Поле скоростей также имеет осевую симметрию. Рассеяние струи усиливается к краям отверстия.

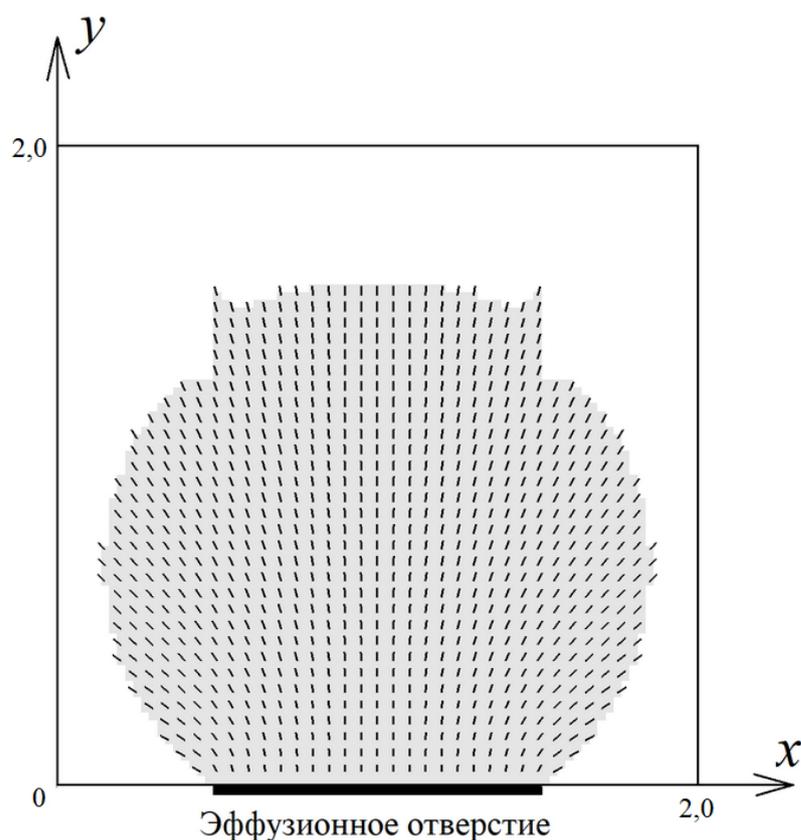


Рис. 12. Поле скоростей частиц газа для области, где  $n > 0,1n_0$  ( $t = 10$ )

### 5. Уточнение граничного условия на срезе отверстия

Граничная функция распределения на срезе отверстия, которая имеет вид (3), содержит параметр  $n_0$ , соответствующий невозмущенному газу в резервуаре. Этот параметр принят за масштаб концентрации, благодаря чему он исключается при приведении математической модели к безразмерному виду и в дальнейшем в расчетах не участвует. Однако для корректной интерпретации полученных результатов необходимо учитывать, что концентрация невозмущенного газа в резервуаре при эффузии убывает со временем. Поэтому исследование зависимости  $n_0(t)$  также явилось целью данной работы.

Предлагается рассмотреть следующую задачу. Некоторый резервуар (например, жилой отсек космического аппарата) объемом  $V$  заполнен газом при нормальных условиях. На стенке резервуара образуется микротрещина, имеющая в сечении площадь  $S$  (например, в обшивке жилого отсека космического аппарата в результате аварии), через которую начинает выходить газ. Определить закон изменения концентрации газа от времени. Считать, что температура резервуара с газом поддерживается постоянной автоматическим терморегулирующим устройством. Предполагаем, что в результате малого размера микротрещины истекание в нее газа не нарушает равновесного состояния всего газа в резервуаре.

Для решения задачи применим следующую формулу, часто используемую в молекулярной физике, например, для описания процессов переноса [18]:

$$\Delta N = \frac{1}{6} n \langle v \rangle S \Delta t . \quad (10)$$

Здесь  $\Delta N$  – число частиц газа, пересекающих площадку  $S$  за малый интервал времени  $\Delta t$ ,  $n$  и  $\langle v \rangle$  – концентрация и средняя скорость частиц газа.

Пусть  $N_0$  – начальное количество частиц газа в резервуаре, ему соответствует концентрация  $n_0$ . В момент времени  $\Delta t$  в резервуаре осталось число частиц  $N_1$ , в момент времени  $2\Delta t$  –  $N_2$ , в момент времени  $3\Delta t$  –  $N_3$  и т.д. Соответствующие концентрации будут  $n_1, n_2, n_3$  и т.д. Тогда можно проделать следующие вычисления:

$$\begin{aligned}
n_0 &= \frac{N_0}{V} \\
n_1 &= \frac{N_1}{V} = \frac{1}{V} \left( n_0 V - \frac{1}{6} n_0 \langle v \rangle S \Delta t \right) = n_0 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right) \\
n_2 &= \frac{N_2}{V} = \frac{1}{V} \left( n_1 V - \frac{1}{6} n_1 \langle v \rangle S \Delta t \right) = n_1 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right) = n_0 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right)^2 \\
n_3 &= \frac{N_3}{V} = \frac{1}{V} \left( n_2 V - \frac{1}{6} n_2 \langle v \rangle S \Delta t \right) = n_2 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right) = n_0 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right)^3 \quad \text{и т.д.}
\end{aligned}$$

Нетрудно увидеть, что для произвольного  $n$  выполняется следующее соотношение:

$$n(t) = n_0 \left( 1 - \frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t \right)^{\frac{t}{\Delta t}}. \quad (11)$$

При этом должно выполняться неравенство:

$$\frac{\langle v \rangle S}{6 V} \Delta t < 1,$$

или

$$\Delta t < \frac{1}{\frac{\langle v \rangle S}{6 V}} = \frac{6}{\frac{S}{V} \cdot \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}}. \quad (12)$$

Из (12) оценим  $\Delta t$ . Для оценки примем  $T = 300$  К,  $\mu = 0,029$  кг/(моль·К) - молярная масса воздуха,  $V = 10$  м<sup>3</sup>,  $S = 3$  см<sup>2</sup>. Подставив в (12), получим  $\Delta t < 427,347$  с. С уменьшением площади отверстия правая граница для  $\Delta t$  по неравенству (12) будет увеличиваться.

В работе было проведено более подробное исследование формулы (11) на зависимость значений концентрации от шага по времени  $\Delta t$ . Некоторые результаты такого исследования приведены на рис. 13.

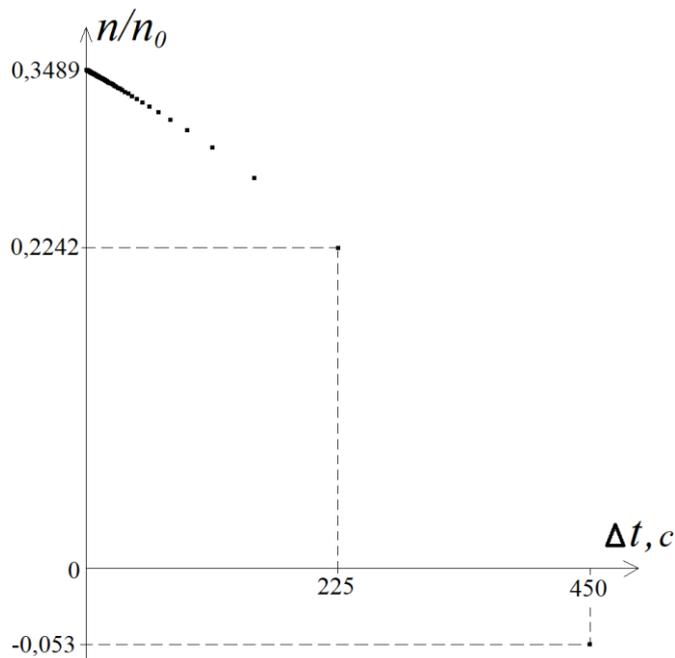


Рис. 13. Зависимость  $n/n_0$  от  $\Delta t$  для времени  $t = 450$  с от момента начала течи газа  
для  $\Delta t \leq t$

$$(T = 300 \text{ К}; \mu = 0,029 \text{ кг}/(\text{моль} \cdot \text{К}); S/V = 3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/м})$$

При расчете шаг  $\Delta t$  варьировался от 0,001 до 450 с, при этом выбирались только те значения шага, чтобы сохранялась его кратность времени  $t = 450$  с. Соответственно менялся показатель степени в формуле (11). Отношение  $S/V$  было принято за параметр расчета. Из рисунка следует, что при нарушении неравенства (12) концентрация становилась отрицательной, что нарушает физический смысл задачи. Но и при соблюдении (12) наблюдается существенная зависимость от шага  $\Delta t$ . Участок малой зависимости результата формулы (11) от  $\Delta t$  был зафиксирован в расчетах и представлен на рис. 14.

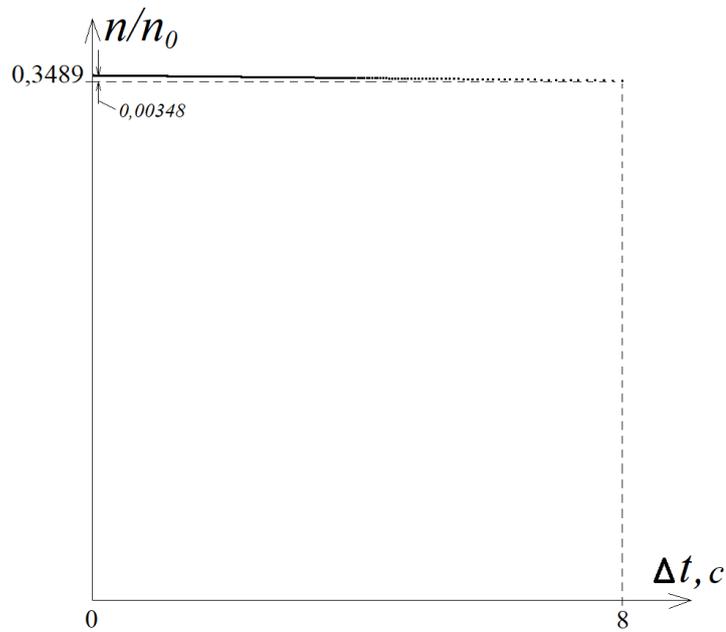


Рис. 14. Зависимость  $n/n_0$  от  $\Delta t$  для времени  $t = 450$  с от момента начала течи газа  
для  $\Delta t \leq 8$  с

$$(T = 300 \text{ К}; \mu = 0,029 \text{ кг}/(\text{моль} \cdot \text{К}); S/V = 3 \cdot 10^{-5} \text{ 1/м})$$

Данный график повторяет рис. 13, но для узкого диапазона изменения  $\Delta t$ . Из графика следует, что погрешность вычислений для  $\Delta t \leq 8$  с находится в пределах 1%, что вполне приемлемо для практического использования формулы (11). При расчетах для других значений времени и параметра  $S/V$  повторялась похожая ситуация.

На рис. 15 представлены результаты использования формулы (11), при этом отношение  $S/V$  варьировалось.

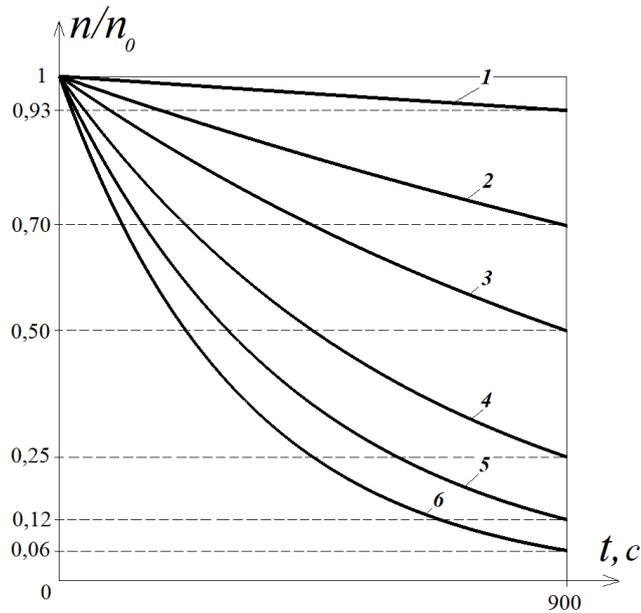


Рис. 15. Зависимость концентрации в резервуаре от времени по формуле (11)

$$(T = 300 \text{ К}; \mu = 0,029 \text{ кг}/(\text{моль} \cdot \text{К}); \Delta t = 1 \text{ с})$$

$$1 - S/V = 10^{-6} \text{ м}^{-1}; 2 - 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-1}; 3 - 10^{-5} \text{ м}^{-1}; 4 - 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}; 5 - 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}; 6 - 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$$

При исследовании эффузии методами компьютерного моделирования до установления параметров газа в расчетной области было проделано 1000 шагов по времени с безразмерным шагом  $h_t=0.01$ , что соответствует  $\hat{t}_{\text{ycm.}} = 10$  единицам безразмерного времени. На практике эффузия чаще всего имеет место при возникновении микротрещин,  $d \leq d_{\text{max}}=10^{-4}$  м [8]. Тогда для воздуха при нормальных условиях 10 единиц безразмерного времени соответствует следующему времени в системе «СИ»:

$$t_{\text{ycm.}}(d) \leq \hat{t}_{\text{ycm.}} \cdot M_t = 10 \cdot \frac{d_{\text{max}}}{\sqrt{\frac{2RT}{\mu}}} = 10 \cdot \frac{10^{-4} \text{ м}}{415 \frac{\text{м}}{\text{с}}} \approx 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ с}. \quad (14)$$

Анализ формулы (11) с учетом (14) показывает, что изменением концентрации в резервуаре за время установления параметров газа в расчетной области при исследовании эффузии методами компьютерного моделирования можно пренебречь.

## 6. Заключение

Компьютерное моделирование эффузии разреженного газа в вакуум дало представление об особенностях распределения параметров газа в расчетной области, как во время переходного процесса, так и в конечном стационарном состоянии. Сравнение характера изменения концентрации частиц газа вблизи отверстия  $n(y)$  с результатами работ [5,6] показало удовлетворительное согласование.

Особенности функций распределения и поля средних скоростей истекающего в вакуум газа обнаружены и исследованы впервые. Эти особенности проявляют себя и при компьютерном моделировании динамики разреженной плазмы. В качестве примера можно привести задачу об эффузии разреженной плазмы в вакуум или истекании разреженной плазмы из сопла плазменного двигателя [17]. Однако в ионизованном газе и плазме на формирование функций распределения компонент оказывает влияние еще ряд факторов, таких как:

- самосогласованное электрическое поле;
- собственное и внешнее магнитные поля;
- взаимодействие плазмы с идеально каталитическими поверхностями;
- термоэлектронная эмиссия.

Наложение нескольких факторов, влияющих на особенности функций распределения, существенно осложняют интерпретацию результатов компьютерного моделирования указанных задач. Однако, при незначительном влиянии самосогласованного электрического поля и других указанных факторов динамика ионизованного газа будет напоминать результаты данной работы. Поэтому опыт, накопленный в описанном вычислительном эксперименте с нейтральным газом, позволяет более эффективно перейти к компьютерному моделированию динамики разреженных ионизованных газов и плазмы.

Проведенные исследования могут быть полезны разработчикам портативных приборов диагностики малых течей, используемых в вакуумной промышленности и космической отрасли.

Разработанный оригинальный программный код за счет использования компьютерной графики [21] дает наглядное представление об исследуемых физических явлениях и может быть полезен для учебного процесса.

### **Библиографический список**

1. Фримантл М. Химия в действии. В 2-х ч. - М.: Мир, 1998. Ч.1 - 528 с.
2. Авдеев А.В., Метельников А.А. Бортовая лазерная силовая установка для борьбы с космическим мусором // Труды МАИ. 2016. № 89. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=72840>

3. Kessler, D.J. Sources of Orbital Debris and the Projected Environment for Future Spacecraft // Journal of Spacecraft, July–August 1981, vol. 16, no.4, pp. 357 – 360, available at: <http://webpages.charter.net/dkessler/files/SourcesofOrbitalDebris.pdf>
4. Пономарева В.Л. Космонавтика в личном измерении. - М.: Космомкоп, 2016. - 386 с.
5. Дэшман С. Научные основы вакуумной техники. - М.: Мир, 1964, - 715 с.
6. Саксаганский Г.Л. Молекулярные потоки в сложных вакуумных структурах. - М.: Атомиздат, 1980. - 216 с.
7. Ананьин А.А., Занин А.Н., Семкин Н.Д. Моделирование процессов утечки газа из модуля космического аппарата // Измерительная техника. 2001. № 4. С. 29 – 32.
8. Занин А.Н. Устройство регистрации места утечки воздуха из модуля космической станции. Дисс. ... канд.техн.наук. – Самара, Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П. Королева, 2009. - 185 с.
9. Нестеров С.Б., Васильев Ю.И., Андросов А.В. Расчет сложных вакуумных систем. - М.: МЭИ, 2001. - 180 с.
10. Нестеров С.Б., Асташина М.А., Незнамова Л.О., Васильев Ю.К. Задачи и методы исследования среды разреженного газа вблизи космического аппарата // Вакуумная техника и технология. 2007. Т. 18. № 3. С. 183 - 186
11. Асташина М.А. Молекулярные потоки в сложных объектах с учетом газовой выделенности поверхностей. Дисс. ... канд.техн.наук – М.: МЭИ, 2009. - 156 С.

12. Розанов Л.Н., Скрябнев А.Ю. Течение газа через круглый трубопровод при больших перепадах давления // Вакуумная техника и технология. 2010. Т. 20. № 1. С. 3 – 8.
13. Скрябнев А.Ю. Вакуумметрический метод мониторинга герметичности крупных технических объектов. Дисс. ... канд.техн.наук. – Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, 2012. - 146 с.
14. Власов А.А. Статистические функции распределения. - М.: Наука, 1966. - 356 с.
15. Котельников В.А., Ульданов С.В. Котельников М.В. Процессы переноса в пристеночных слоях плазмы. - М.: Наука, 2004. - 422 с.
16. Котельников В.А., Котельников М.В., Гидаспов В.Ю. Математическое моделирование обтекания тел потоками столкновительной и бесстолкновительной плазмы. - М.: Физматлит, 2010. - 266 с.
17. Котельников М.В., Котельников В.А., Морозов А.В. Математическое моделирование взаимодействия потока разреженной плазмы с поперечным магнитным полем. - М.: Изд-во МАИ, 2015. - 170 с.
18. Савельев И.В. Курс физики. - М.: Наука, главная редакция физ. мат. литературы, 1989. Т. 1. - 352 с.
19. Котельников В.А., Гурина Т.А., Демков В.П., Попов Г.А. Математическое моделирование электродинамики летательного аппарата в разреженной плазме. – М.: Изд-во Национальной Академии Прикладных Наук РФ, 1999. - 255 с.
20. Котельников М.В., Котельников В.А. Усовершенствованный метод характеристик // Математическое моделирование. 2017. Т. 29. № 5. С. 85 – 95.

21. Котельников М.В., Нгуен Суан Тхау. Методика использования компьютерной графики в вычислительных экспериментах // Труды МАИ. 2011. № 53. URL: <http://trudymai.ru/published.php?ID=29734>