

тока [1]:

$$(29) \quad \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r^2 \left( j + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} \right) \right] = 0,$$

1-й интеграл которого

$$(30) \quad 2\pi r^2 \left( j + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial D}{\partial t} \right) = I(t).$$

Система (28), (30) замыкается законом Ома (1) и условием потенциальности  $E = -\partial\varphi/\partial r$ . Интегрирование этой системы осложняется зависимостью  $\epsilon$  и  $\sigma$  от  $T$  (для твердого тела можно считать  $\gamma = \text{const}$ ). Уравнение (27) отличается от аналогичного соотношения [1] переопределением внутренней энергии и вектора Пойнтинга.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— Ч. 1.

Поступила 14/IV 1987 г.

УДК 539.196.2 + 539.198

### ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ В ДИАПАЗОНЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ 7—17 эВ

М. Г. Абрамовская, В. П. Басс, О. В. Петров, С. В. Токовой

(Днепропетровск)

Описание столкновительных процессов в разреженных газах требует необходимой информации о потенциалах взаимодействия. В последнее время накоплены теоретические и экспериментальные данные по исследованию короткодействующих межмолекулярных сил. В [1—4] дан обзор современного состояния в этом направлении. Основные результаты получены главным образом из экспериментов по рассеянию высокоэнергетических пучков ( $E \sim 1$  кэВ) на малые углы ( $\theta \sim 10^{-2}$  рад) либо по измерению ослабления пучка, прошедшего слой рассеивающего газа (газовой мишени). В [1] собраны эмпирические значения параметров степенного и экспоненциального потенциалов для различных атомных и молекулярных газов.

Менее изучена область средних энергий взаимодействия ( $\sim 10$  эВ), поскольку в настоящее время еще остается открытым вопрос о создании моноэнергетических нейтральных пучков частиц в диапазоне 1—10 эВ. В последнее время появились задачи, для которых надежные сведения о потенциалах взаимодействия в этом диапазоне энергий являются необходимым фундаментом в получении качественных и количественных результатов. К числу таких задач можно отнести вопросы формирования собственной внешней атмосферы (СВА) летательных аппаратов на больших высотах. Один из основных механизмов массопереноса частиц продуктов загрязнения к чувствительным элементам наружной установки при формировании СВА — возвратные потоки, обусловленные столкновениями этих частиц с частицами набегающего потока.

В данном случае задача сводится к суммированию потоков частиц на соответствующий элемент поверхности  $dS$  обтекаемого тела [5]  $dN = n_1 n_2 d\sigma g_{21} d\tau dS$  и т. д., где  $n_1, n_2$  — концентрации частиц набегающего потока и продуктов массовыделения с конструкционных поверхностей (в результате десорбции, дегазации, сублимации, испарения и т. д.) в элементе объема физического пространства  $d\tau$ ;  $g_{21} = |\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1|$  — относительная скорость сталкивающихся частиц (индекс 1 относится к частицам набегающего потока, а 2 — к частицам массовыделения);  $d\sigma$  — дифференциальное сечение рассеяния в телесный угол  $d\omega$ , под которым виден элемент  $dS$  из центра объема  $d\tau$ .

В случае молекул-упругих сфер дифференциальное сечение рассеяния в системе координат, связанной с  $dS$ , может быть представлено в виде

$$(1) \quad d\sigma = \frac{\sigma}{4\pi} \left\{ \pm 2t_k \cos \nu + \frac{1 + t_k^2 \cos 2\nu}{\sqrt{1 - t_k^2 \sin^2 \nu}} \right\} d\omega.$$

Здесь  $t_k = \frac{m_k(m_1 + m_2)}{m_1 m_2} \frac{|g_c|}{|g_{21}|}$ ;  $\sigma$  — полное сечение рассеяния для молекул-шаров;  $\nu$  — угол между вектором скорости частицы после столкновения, движущейся в направлении  $dS$ , и вектором скорости центра масс  $g_c = (\mathbf{v}_2 + \mu \mathbf{v}_1)/(1 + \mu)$ ;  $\mu = m_1/m_2$  — отношение масс частиц разных классов;  $k = 1, 2$ .

Таким образом, возвратные потоки к контролируемым поверхностям находятся в прямой зависимости от полного сечения рассеяния  $\sigma$ .

Кинетика одностолкновительных течений разреженного газа является также объектом исследований в проблеме предохранения оптических систем инфракрасных космических телескопов от загрязнений конденсирующимся газом верхней атмосферы, главным образом атомарным кислородом [6]. Существенного ослабления потока атомов кислорода можно достигнуть при продувке внутренних полостей телескопов неконденсирующимися газами (Ne, He). В [6] проанализировано влияние на процесс образования загрязнений дифференциальных поперечных сечений рассеяния продувочного и конденсирующегося газов.

Вопрос о выборе модели взаимодействия молекул непростой, и, зачастую, требуется особая интуиция, чтобы получить приемлемые для практики результаты. Использование любой модели оправдано, если в отсутствие сведений о сечениях столкновений реальных молекул она дает правдоподобные результаты и не слишком громоздка в применении. В вычислительной практике наиболее проста и удобна модель твердых сфер. При этом диаметры молекул-шаров определяются, как правило, из информации об изменении коэффициента вязкости от температуры. Один из путей моделирования нужного закона изменения коэффициента вязкости от температуры — введение модели «псевдогаза» [7], в которой полагается, что сечение столкновений есть функция относительной скорости  $g_{21}$ , а само столкновение происходит по закону твердых сфер.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального определения полного сечения рассеяния молекулярного пучка с энергией  $\sim 10$  эВ в результате его рассеяния на газовой мишени. Такой пучок получен путем перезарядки ионов струи индукционного плазменного ускорителя с магнитным соплом, применявшимся ранее для аэродинамических измерений [8]. Измерения, выполненные с помощью времяпролетного (фазового) метода, показали, что ускоритель обеспечивает нейтральный поток Ar, Kr, Xe с энергией  $E = 7-17$  эВ и интенсивностью не ниже  $N = 10^{18}$  м<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Указанный диапазон энергий для атомов Ar соответствует скорости потока  $v = 6-9$  км/с.

Традиционным методом экспериментального определения полных сечений рассеяния является метод, основанный на измерении относительной интенсивности пропускаемого через мишень пучка [1]. Схема эксперимента заключается в следующем. Пусть моноскоростной пучок частиц проходит через газовую мишень толщиной  $dx$ . Если положить, что плотность потока частиц в пучке равна  $N$ , то после прохождения слоя  $dx$  его интенсивность будет  $N-dN$ . Относительное изменение плотности потока —  $dN/N = \sigma n dx$  ( $n$  — концентрация частиц мишени в единице объема).

Интегрируя это уравнение, получим

$$(2) \quad N = N_0 \exp(-n\sigma l),$$

где  $N_0$  — плотность потока частиц пучка в сечении  $x = 0$ ,  $N$  — в сечении  $x = l$ . Формула (2) показывает, что полное сечение рассеяния  $\sigma$  можно измерить экспериментально, если измерены  $N$  и  $N_0$ , т. е.

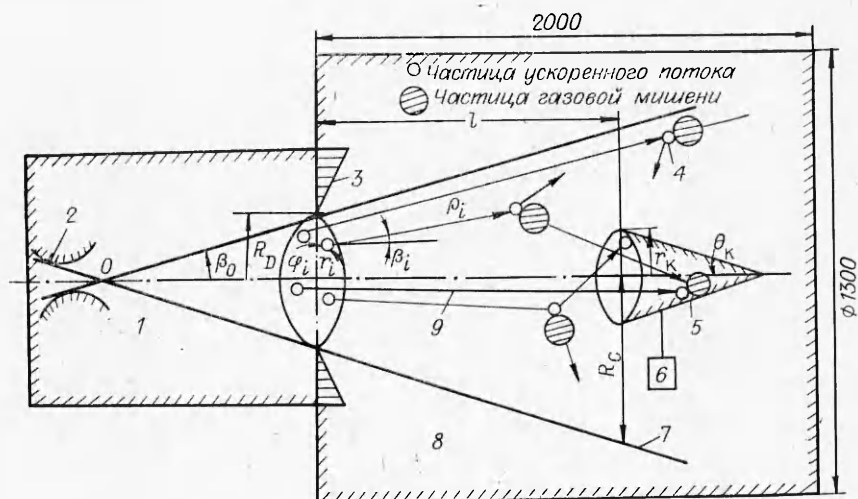
$$(3) \quad \sigma = (1/nl) \ln(N_0/N).$$

Эксперимент можно несколько изменить, если измерить  $N_0$  и  $N$  не в разных сечениях, а в одном и том же сечении струи  $l$ , но при разных давлениях в рабочей камере. Тогда  $N_0$  — плотность потока частиц в сечении  $l$  при низком давлении в рабочей камере, когда средняя длина свободного пробега частиц пучка среди частиц мишени  $\lambda_{21} \gg l$ , а  $N$  — в сечении  $l$  при давлении, когда  $\lambda_{12} \geq l$ . Однако надежное измерение интенсивности молекулярного пучка при больших концентрациях частиц в рабочей камере сопряжено с определенными трудностями.

В настоящей работе измерены полные сечения рассеяния атомов инертных газов не по потере интенсивности, а по потере потока импульса  $F_0/F$  молекулярного пучка, прошедшего расстояние  $l$ . В этом случае формула (3) имеет вид

$$(4) \quad \sigma = (1/nl) \ln[(F_0/F) f(\theta)]$$

( $f(\theta) = K_1 K_2$  — аппаратная функция, характеризующая эффективность регистрации частиц, рассеянных на угол  $\theta$ ). Коэффициент  $K_1$  учитывает расходимость потока, а  $K_2$  — конечные размеры детектора, рассеивающей мишени и сечения пучка.



Такой подход обладает заметным преимуществом по сравнению с описанным выше традиционным методом, поскольку по суммарному эффекту потери импульса газ, моделируемый твердыми сферами, эквивалентен реальному газу [9]. Последнее замечание открывает перспективу использования полученных результатов в расчетной практике. При этом входящее в (1) полное сечение рассеяния  $\sigma$  для рассматриваемой системы взаимодействующих газов должно соответствовать заданным энергиям взаимодействия и может быть взято из эксперимента.

Схема эксперимента показана на рисунке, где 1 — камера источника, 2 — магнитное сопло, 4 — столкновения частиц, 7 — граница струи, 9 — бесстолкновительное движение. На базовом расстоянии  $l = 800$  мм от входной диафрагмы 3 помещались крутильные весы 6 с установленным на них насадком полного давления 5, представляющим собой полый конус с углом полураствора  $\theta_k = 12^\circ$  и радиусом основания  $r_k = 25$  мм. В данном случае насадок выполнял роль детектора. Радиус ядра потока в месте установки насадка  $R_c \approx 75$  мм. При давлении остаточного газа в рабочей камере  $8 \sim 6 \cdot 10^{-4}$  Па измерялось отклонение весов  $\varphi_0$ . Затем давление остаточного газа увеличивалось путем дополнительного натекания газа, используемого в качестве мишени, до значений  $3 \cdot 10^{-3}$  Па таким образом, чтобы длина свободного пробега частиц пучка на частицах газовой мишени была не меньше базового расстояния

$$(5) \quad \lambda_{12} \geq l,$$

и снова измерялось отклонение весов  $\varphi$ . Во всей серии экспериментов значение  $\lambda_{12}$  изменялось в пределах  $3l - 5l$ .

Концентрация частиц в рабочей камере определялась по давлению, измеренному с помощью вакуумметра ВИТ-2. Отношение измеренных весами величин есть экспериментальное значение потери потока импульса при рассеянии ускоренного потока на газовой мишени

$$(6) \quad F_0/F = \varphi_0/\varphi.$$

Индукционный ускоритель работал на аргоне, а в качестве газовой мишени использовались Ne, Ar, Kr, Xe.

Аппаратная функция, входящая в выражение (4), находилась по результатам прямого численного моделирования процесса рассеяния частиц струи на частицах мишени методом Монте-Карло с последующим применением метода итераций для решения уравнения (4). Задача решалась в рамках теории «первых молекулярных столкновений» [9]. Среди частиц, регистрируемых насадком, выделены частицы струи, пролетающие расстояние  $l$  без столкновений, а также частицы обоих классов, однократно рассеянные на этом расстоянии. Характерные числа Кнудсена  $Kn_{ij} =$

$= 1/2 n_2 \sigma_{12} r_k$  для частиц — партнеров по столкновению — с учетом (5) лежали в диапазоне значений 50—80. В данном случае последующими столкновениями рассеянных частиц с частицами фонового газа можно пренебречь [9].

Алгоритм численного моделирования для определения коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  заключается в следующем. Старт частицы начинается в плоскости выходного сечения диафрагмы радиуса  $R_D$ , отделяющей рабочую камеру от камеры источника (см. рисунок). Предполагается, что поток соответствует течению от сферического источника с полюсом в точке  $O$ .

Координаты точки старта  $r_i$ ,  $\varphi_i$  разыгрываются по формулам  $r_i = R_D \operatorname{tg} \beta_i / \operatorname{tg} \beta_0$ ,  $\varphi_i = 2\pi \xi_{i+1}$ , где  $\cos \beta_i = \xi_i (1 + \cos \beta_0) + \cos \beta_0$ ;  $\xi_i$ ,  $\xi_{i+1}$  — случайные числа, равномерно распределенные на промежутке [0; 1].

Обозначим индексом 1 частицы струи, а индексом 2 — частицы фонового газа. Тогда плотность вероятности свободного пробега  $\rho$  частицы струи среди частиц газовой мишени в рабочей камере определяется соотношением

$$(7) \quad P(\rho) = (1/\lambda_{21}) \exp(-\rho/\lambda_{12}).$$

Здесь  $\lambda_{12} = 1/n_2 \sigma_{12}$  — средняя длина свободного пробега частиц струи на частицах газовой мишени;  $\sigma_{12}$  — искомое сечение рассеяния частиц разного класса. В качестве нулевого приближения берется сечение рассеяния для покоящегося газа  $\sigma_{12}^0 = \pi [(D_1 + D_2)/2]^2$  ( $D_1$  и  $D_2$  — номинальные диаметры молекул шаров). Координата точки столкновения вдоль соответствующей линии тока определяется согласно плотности вероятности (7) по формуле  $\rho_i = -\lambda_{12} \ln \xi_{i+2}$ . Если столкновение произошло на расстоянии, меньшем  $l$ , то в точке столкновения, определяемой радиусом-вектором  $\rho_i$ , находятся скорости частиц — партнеров по столкновениям (полагается, что частицы фонового газа покоятся, т. е.  $\mathbf{v}_2 = 0$ ):  $\mathbf{v}'_1 = \mathbf{v}_1 - 2M_2 (\mathbf{v}_1 \mathbf{K}_{12}) \mathbf{K}_{12}$ ,  $\mathbf{v}'_2 = -2M_1 (\mathbf{v}_1 \mathbf{K}_{12}) \mathbf{K}_{12}$ , где  $M_1 = m_1/(m_1 + m_2)$  и  $M_2 = m_2/(m_1 + m_2)$  — приведенные массы сталкивающихся частиц;  $\mathbf{K}_{12}$  — единичный вектор линии центров частиц при столкновении, направление которого задается углами  $\nu$  и  $\mu$  и определяется по формулам  $\sin \nu_i = \sqrt{\xi_{i+3}}$ ,  $\mu_i = 2\pi \xi_{i+4}$ .

Во всех случаях попадания частиц на поверхность насадка суммировались приносимые ими молекулярные признаки. После проведения серии испытаний  $i = 1, \dots, L$  коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  для одного итерационного цикла определялись из соотношений

$$(8) \quad K_1 = \frac{\sum_{i=1}^{L_0} v_{1xi} \sum_{j=1}^{L_1} v_{1xj}^2}{\sum_{j=1}^{L_1} v_{1xj} \sum_{i=1}^{L_0} v_{1xj}^2};$$

$$(9) \quad K_2 = (P_1 + P_2 + P_3)/P_0.$$

Здесь  $v_{1x}$  — осевая составляющая скорости молекулярного пучка;  $P_0$  и  $P_1$  — импульсы, переданные частицами пучка, пролетевшими расстояние  $l$  без столкновений в свободномолекулярном режиме и при наличии фонового газа;  $P_2$  и  $P_3$  — импульсы, переданные частицами — партнерами по столкновениям:

$$(10) \quad P_0 = \sum_{i=1}^{L_0} m_1 (v_{1x} + v_{1xw})_i, \quad P_1 = \sum_{i=1}^{L_1} m_1 (v_{1x} + v_{1xw})_i,$$

$$P_2 = \sum_{i=1}^{L_2} m_1 (v'_{1x} + v'_{1xw})_i, \quad P_3 = \sum_{i=1}^{L_3} m_2 (v'_{2x} + v'_{2xw})_i.$$

В выражениях (8), (10)  $L_0$  и  $L_1$  — число частиц, пролетевших расстояние  $l$

Взаимодействующая система частиц	$\sigma \cdot 10^{20}, \text{ м}^2$	$\sigma_0 \cdot 10^{20}, \text{ м}^2$
Ar—Ne	17	31
Ar—Ar	25	42
Ar—Kr	30	50
Ar—Xe	32	58

без столкновений;  $L_2$  и  $L_3$  — число частиц обоих классов, долетевших до насадки после столкновений. При суммировании потоков импульса в (10) полагалось, что попавшие на внутреннюю поверхность насадка частицы отражаются диффузно с максвелловской функцией распределения по скоростям  $v_w$  при температуре  $T_w = 300 \text{ К}$ . Статистическая погрешность вычислений не превышала 2% при общем числе испытаний  $L = 10^5$ .

После подстановки выражения (6) в (4) с учетом (8) и (9) определялось значение полного сечения рассеяния на первой итерации и снова разыгрывался процесс столкновения частиц пучка с частицами газовой мишени. Как показали расчеты, для сходимости процесса достаточно 3—4 итерации.

Значения полных сечений рассеяния  $\sigma$  на разных газах, найденные в эксперименте, приведены в таблице, они примерно в 1,5—2 раза меньше соответствующих значений  $\sigma_0$  для покоящегося газа, что отвечает существу явления. Размеры номинальных диаметров молекул разных газов для вычисления  $\sigma_0$  взяты из [10].

В качестве примера сравним полученные результаты с результатами расчетов по формуле Сазерленда. В нашем случае энергия молекул в пучке  $E \sim 10 \text{ эВ}$ , что отвечает температуре газа  $T \sim 10^5 \text{ К}$ . Для таких значений температур формула Сазерленда имеет вид [11]  $\sigma = \sigma_0 273 / (273 + C)$ . Для аргона  $C = 142$  и  $\sigma_0 = 1,5 \sigma$ . Таким образом, данные таблицы хорошо согласуются со значениями, найденными из формулы Сазерленда при  $T \rightarrow \infty$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Леонас В. Б. Исследования короткодействующих межмолекулярных сил // УФН.— 1972.— Т. 107, № 1.
2. Тенис Я. П. Успехи в исследовании межмолекулярных сил и описание явлений в потоках газа // Механика. Новое в зарубежной науке (Динамика разреженных газов).— М.: Мир, 1976.— № 6.
3. Леонас В. Б. Межмолекулярные взаимодействия и столкновения атомов и молекул.— М.: ВИНТИ, 1980.
4. Леонас В. Б., Родионов И. Д. Исследования высокоэнергетического рассеяния атомов и молекул // УФН.— 1985.— Т. 146, № 1.
5. Басс В. П., Бразинский В. И. Численное моделирование процессов массопереноса в окрестности тел сложной геометрической формы (СГФ) // Тр. VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов (Аэродинамика, тепло- и массообмен в разреженном газе).— М., 1987.
6. Мунц Э. П., Хэнсоч М. Продувка инертным газом инфракрасных телескопов для предохранения оптики от загрязнений // Аэрокосмич. техника.— 1985.— Т. 3, № 5.
7. Гусев В. Н., Ерофеев А. И. и др. Теоретические и экспериментальные исследования обтекания тел простой формы гиперзвуковым потоком разреженного газа // Тр. ЦАГИ.— 1977.— № 1855.
8. Басс В. П., Ефимов Ю. П. и др. Экспериментальное исследование параметров взаимодействия гиперзвукового нейтрального потока аргона с обтекаемыми поверхностями // Тр. VIII Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов (Взаимодействие разреженных газов с поверхностями).— М., 1987.
9. Коган М. Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.
10. Берд Г. Молекулярная газовая динамика.— М.: Мир, 1981.
11. Кучеренко Е. Т. Справочник по физическим основам вакуумной техники.— Киев: Вища школа, 1981.

Поступила 5/V 1987 г.