

## ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОТОКА СО СТЕНКОЙ

*В. Б. Леонас*

(Москва)

Описывается способ экспериментального измерения важных для аэродинамики разреженного газа коэффициентов передачи импульса. Дается описание экспериментальной установки для получения молекулярного пучка большой скорости и приводятся результаты изучения углового распределения отраженных молекул. На основании этих данных и измерений скоростей отраженных частиц вычислены значения коэффициента передачи тангенциального импульса для различных комбинаций газ — поверхность.

При движении тел в верхних слоях атмосферы, начиная с высоты порядка ста километров, осуществляется так называемый режим свободномолекулярного течения. Этот режим характеризуется отсутствием какого-либо возмущения набегающего потока движущимся телом. В этих условиях аэродинамические характеристики тел практически любой формы могут сравнительно несложно рассчитываться, если известны макроскопические коэффициенты, характеризующие взаимодействие молекул набегающего потока со стенкой. Эти коэффициенты используются также при записи граничных условий для режима со скольжением, осуществляющегося в более плотных слоях атмосферы. До недавнего времени в качестве этих коэффициентов использовались [1], в частности, коэффициенты диффузности  $f$  и зеркальности  $1 - f$ . Однако в последние годы стали использовать так называемые коэффициенты передачи импульса (тангенциального  $\sigma_t$  и нормального  $-\sigma_n$ ), определяемые простым соотношением

$$\sigma_{n, t} = \frac{\Pi_0 - \Pi_1}{\Pi_0 - \Pi_2} \quad (1)$$

Здесь  $\Pi_0$ ,  $\Pi_1$  — импульс (касательный или нормальный), приносимый и уносимый с единичной площадки соответственно;  $\Pi_2$  — уносимый импульс в предположении равновесия отраженного потока и стенки; для касательного импульса  $\Pi_2$ , очевидно, равно нулю.

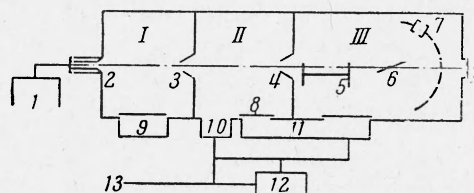
При помощи величин  $\sigma_n$  и  $\sigma_t$ , как показано, например, в [2], аэродинамическое сопротивление тел выражается простыми соотношениями. Необходимость знания аэродинамических характеристик различных тел приводит к постановке задачи экспериментального определения коэффициентов  $\sigma_n$  и  $\sigma_t$ .

Наиболее прямым и удобным экспериментальным средством решения этой задачи является метод молекулярного пучка, который в данном случае сводится к изучению скоростей и углового распределения молекул коллимированного пучка после их отражения от исследуемой поверхности.

В такой постановке удастся наиболее близким образом моделировать явление обтекания молекулярным потоком, так как совокупность молекул набегающего потока, подходящих к поверхности тела под фиксированным углом, тождественна молекулярному пучку, падающему на поверхность под тем же углом. Проведя измерения углового распределения при различных углах падения, можно, таким образом, полностью воспроизвести картину обтекания. Как показано ниже, информация, получаемая при этом, оказывается достаточной для последующего расчета значений коэффициентов передачи импульса.

Рассмотрим теперь технику практического осуществления указанного эксперимента.

Для получения интенсивных пучков газовых молекул используется газодинамический источник [3]. В этом источнике в отличие от обычного эффузионного [4] пучок формируется из сверхзвуковой струи разреженного газа. Как можно показать, интенсивность такого источника очень сильно зависит от числа  $M$  потока; при  $M = 4$ , например, интенсивность газодинамического источника в 70 раз выше интенсивности эффузионного



Фиг. 1. Схематическое изображение установки для получения пучка и изучения взаимодействия молекул с поверхностью: 1 — подача рабочих газов, 2 — сопло, 3 — формирующая щель, 4 — коллимирующая щель, 8 — вакуумные затворы, 9, 12 — бустерные насосы, 10, 11 — диффузионные насосы, 13 — механический насос

при одинаковых геометрических размерах и давлении. Эта особенность газодинамического источника сильно упрощает задачу регистрации отраженного пучка. Помимо этого, газодинамический источник обеспечивает предварительную монокинетизацию частиц, проявляющуюся в сужении кривой распределения частиц по скоростям, и ускорение их. Применение в качестве рабочих газов смесей позволяет существенно повысить интенсивность (на порядок) и скорость (до  $1.5 - 2$  км/сек) получаемых пучков, причем удается регистрировать фактически одну компоненту смеси. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 1. Здесь 2 — сверхзвуковое сопло, 3 — формирующая щель, 4 — коллимирующая щель газодинамического источника. Диаметр критического сечения сопла  $0.6$  мм; диаметр формирующей щели определяется исключительно производительностью откачивающей системы и равен  $0.6$  мм. Расстояние между срезом сопла и формирующей щелью  $2$  мм, коллимирующая щель имеет диаметр  $1.5$  мм и удалена от формирующей на  $20$  мм. Так как формирующая щель находится в сверхзвуковом потоке газа, то угол раствора ее должен выбираться таким, чтобы на ней не мог возникать скачок уплотнения. Для предотвращения возникновения прямого скачка на передних кромках щели последние путем шлифовки заострялись (радиус кривизны порядка  $10$  м). Предварительные исследования потока при помощи миниатюрной трубки Пито показали, что формирующая щель практически не возмущает потока.

Вакуумная схема, как видно из фиг. 1, состоит из бустерного насоса 9 (БН-3), откачивающего камеру I, в которой происходит истечение из сопла; камера II за формирующей щелью откачивается диффузионными насосами 10, 11 (Н-5С и Н-8Т); рабочая камера III откачивается мощным диффузионным насосом 11 (Н-8Т). Предварительное разрежение для всех этих насосов создавалось механическим насосом 13 (ВН-1), однако для улучшения условий работы диффузионных насосов их выходные патрубки соединялись с форвакуумным насосом через дополнительный бустерный насос 12 (БН-3). В рабочих условиях давления в камерах I-II-III поддерживались соответственно  $10^{-1} - 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$  мм рт. ст. и измерялись стандартными манометрическими лампами. Для отделения насосов от камер использовались затворы 8. Интенсивность получаемого молекулярного пучка модулировалась при помощи селектора [5], а детектирование пучка осуществлялось при помощи специально разработанного универсального ионизационного приемника 7.

Подробное описание системы регистрации дано в [6] и поэтому здесь ограничимся кратким описанием представленной на фиг. 2 схемы измерений. Изучение углового распределения частиц, отраженных от исследуемой поверхности 5, осуществлялось при помощи приемника 4, вращаю-

щегося вокруг вертикальной оси. Частицы, отраженные от поверхности 5, регистрируются приемником 4, который может быть установлен в различных положениях. Приемник 4 может быть установлен в различных положениях. Приемник 4 может быть установлен в различных положениях.

щегося вокруг оси пластины, которая в свою очередь могла независимо поворачиваться вокруг оси. Такая система позволяла исследовать угловое распределение для различных углов падения коллимированного пучка. Угловое разрешение приемника около  $5^\circ$ .

На фиг. 3 представлено несколько типичных индикатрисс рассеяния. Предварительный анализ [7] полученных данных позволил сделать следующие заключения.

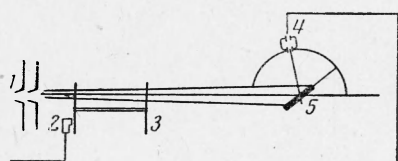
1. Для ряда поверхностей проявляется направленность углового распределения отраженных частиц.

2. Распределение отраженных частиц в этом случае не удастся достаточно просто и однозначно представить путем суммирования доли  $f$  диффузно и  $1 - f$  зеркально отраженных частиц.

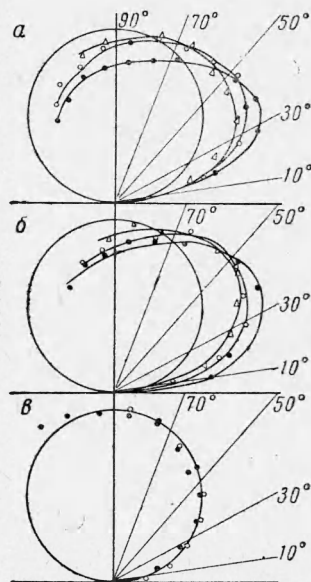
3. Вид углового распределения и степень направленности зависят как от предварительной обработки (полировки) поверхности, так и угла падения пучка. Направление максимума интенсивности не совпадает с направлением зеркального луча.

4. Повышение температуры поверхности может приводить к некоторому увеличению направленности отражения.

Угловое распределение отраженных частиц изучалось также в работах [8,9], в которых обнаружено практически полностью диффузное отражение. В связи с некоторым отличием полученных результатов от результатов [8] можно заметить, что источником расхождения может, по-видимому, являться малая интенсивность пучка (соответственно низкая точность) в работе [8]. Подтверждением этому может служить, во-первых, то, что экспериментальные кривые являются усредненными из двадцати отдельных опытов, и, во-вторых, то, что позже на усовершенствованной установке автору работы [8] удалось обнаружить направленное отражение от поверхности тефлона. Кроме того, можно отметить и различие скоростей падающих частиц.



Фиг. 2



Фиг. 3

Фиг. 2. Схема изучения углового распределения и скорости отраженных частиц: 1 — источник, 2 — фотоумножитель, 3 — селектор, 4 — приемник пучка, 5 — исследуемая поверхность

Фиг. 3. Несколько типичных индикатрисс рассеяния для различных пар газ — поверхность: а) Ag — слюда, б)  $N_2$  — полированная медь, в)  $N_2$  — сталь. Угол падения: кружочки светлые —  $20^\circ$ , темные кружочки —  $30^\circ$ , треугольники —  $40^\circ$

Физическая прозрачность картины обтекания молекулярным потоком позволяет сравнительно просто использовать полученные данные для вычисления значений коэффициента передачи тангенциального импульса. В самом деле, зная статическую температуру и скорость набегающего потока, можно найти распределение падающих молекул по углам подхода

к пластине, а также и импульс, приносимый падающими молекулами. Если  $U$  — макроскопическая скорость, а  $c_0 = \sqrt{2kT/m}$  — наиболее вероятная скорость молекул, то величина приносимого импульса будет зависеть от величины  $s = U/c_0 = \operatorname{tg}\eta$ , где  $\eta$  — наиболее вероятный угол подхода молекул.

Нетрудно показать, что

$$\Pi_0 = \frac{mnU^2}{2s\sqrt{\pi}} \quad (n - \text{плотность}) \quad (2)$$

Выражение для импульса, уносимого с единичной площадки, получим, сделав следующие предположения: а) поверхность изотропна и поглощения частиц нет, б) вид углового распределения не зависит от абсолютной величины скорости налетающих молекул. Первое допущение является достаточно оправданным, а второе оправдано лишь потому, что упрощает последующие вычисления и должно получить экспериментальное подтверждение. Во всяком случае при использовании численных значений коэффициента передачи импульса влияние этого предположения будет тем меньше, чем ближе скорости молекул пучка к реализующимся на практике. (Это соображение приводит к необходимости проведения подобных экспериментов, на пучках со скоростями, предельно близкими к реальным.)

Пусть  $F_1(\theta_i\varphi_i\theta_r\varphi_r)$  — рассчитанная на единицу телесного угла вероятность того, что молекулы, падающие под углами  $\theta_i\varphi_i$ , отлетают под углами  $\theta_r\varphi_r$ , а  $F_2(c_2\theta_r\varphi_r)$  — рассчитанная на единицу телесного угла вероятность того, что молекулы, отлетевшие под углами  $\varphi_r\theta_r$ , обладают скоростью в интервале от  $c_r$  до  $c_r + dc_r$ , тогда

$$\Pi_1 = \int_{(c_i\varphi_i\theta_i, c_r\varphi_r\theta_r)} mN(c_i\varphi_i\theta_i) F_1 F_2 c_r \sin\theta_r \cos\varphi_r dc_i dc_r d\Omega_i d\Omega_r \quad (3)$$

Здесь  $N(c_i\varphi_i\theta_i)$  — относительное число молекул на единицу телесного угла, падающих в единицу времени на единичную площадку и имеющих скорости в интервале от  $c_i$  до  $c_i + dc_i$ . Вычисление интеграла можно провести, воспользовавшись двумя дополнительными предположениями.

Пусть закон распределения частиц по скоростям при отражении не меняется (оставаясь максвелловским с другим модулем), тогда

$$\int_0^\infty F_2 c_r dc_r = \bar{c}_r = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} c_1 \quad (4)$$

где  $c_1$  — наиболее вероятная скорость отраженных молекул.

Пусть далее  $F_1$  не зависит от угла  $\varphi_i$ , тогда, переходя к новой системе координат, соответствующей повороту на угол  $\varphi_i$  относительно оси  $z$  ( $\theta_r = \theta'$ ,  $\varphi_r = \varphi_i + \varphi'$ ), можем записать

$$F_1(\theta_i\varphi_r\theta_r) = I(\theta_i\varphi'\theta') \left( \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I \sin\theta' d\theta' d\varphi' \right)^{-1} \quad (5)$$

где  $I$  — измеряемый в опыте поток частиц, отлетающих под углами  $\theta_r\varphi_r$ . В этих предположениях можно показать, что выражение (3) сводится к следующему виду:

$$\Pi_1 = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} mnc_0 c_1 \int_0^{\pi/2} \exp(b^2 - s^2) \cos\theta_i \sin\theta_i G(\theta_i) \times \\ \times \left[ (3b + 2b^3) J_0\left(\frac{b^2}{2}\right) + (b + 2b^3) J_1\left(\frac{b^2}{2}\right) \right] d\theta_i \quad (6)$$

Здесь  $b = s \sin \theta_i$

$$G(\theta_i) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I(\theta_i \varphi' \theta') \cos \varphi' \sin^2 \theta' d\varphi' d\theta' / \left( \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I(\theta_i \varphi' \theta') \sin \theta' d\theta' d\varphi' \right) \quad (7)$$

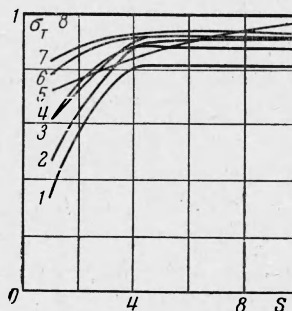
$J_0, J_1$  — бесселевы функции. Подставив выражения (6) и (2) в (1), можно прийти к выражению

$$\sigma_i = 1 - \frac{3\sqrt{\pi} c_1}{8U} \int_0^{\pi/2} F(\theta_i s) d\theta_i \quad (8)$$

где  $F(\theta_i s)$  — подинтегральное выражение (6). Полученное соотношение позволяет, используя угловые распределения отраженных частиц, провести численное интегрирование и найти значения  $\sigma_i$  для различных значений  $s$ . Следует заметить, что выражение, аналогичное (6), было получено и в работе [8] с тем отличием, что вместо множителя  $3\sqrt{\pi}/16$  стоял  $3\sqrt{\pi}$ , показатель экспоненты отличался знаком и коэффициент при  $J_1$  равнялся  $(b + 2b^2)$ .

При расчете численного значения коэффициента  $\sigma_i$  необходимо располагать распределениями для различных углов азимута отраженных частиц. Однако, так как непосредственные измерения такого рода производиться на описанной установке не могли, при вычислениях предполагалось, что по обе стороны от плоскости падения можно выделить объемный

Фиг. 4. Найденная по экспериментальным данным зависимость коэффициента передачи тангенциального импульса для ряда комбинаций газ — поверхность: 1) Ag — медь полированная (нагретая), 2) Ag — тантал полированный (нагретый), 3) Ag — тантал (нагретый), 4) Ag — тантал, 5) N<sub>2</sub> — медь полированная, 6) Ag — алюминий полированный, 7) N<sub>2</sub> — сталь полированная, 8) Ag — сталь необработанная



слой, соответствующий углам  $-\alpha \leq \varphi' \leq \alpha$  и  $\pi + \alpha \leq \varphi' \leq \pi - \alpha$ , в котором угловое распределение совпадает с имеющимся в плоскости падения. Для остальной части можно принять распределение по косинусоидальному закону, соответствующему полностью диффузному отражению. Это предположение будет, по-видимому, приводить к некоторому завышению значения  $\sigma_i$  по сравнению с рассчитанным по истинной зависимости. Опуская технику вычислений, приведем зависимость величины  $\sigma_i$  от значения  $s$  для ряда комбинаций газ — поверхность (фиг. 4). При вычислении необходимо также знать скорость отраженных частиц; измерения скорости показали, что в изучаемом диапазоне скоростей имеет место полная энергетическая аккомодация, т. е. скорости отраженных частиц соответствуют температуре поверхности. Нетрудно видеть, что при неполной аккомодации численные значения  $\sigma_i$  для тех же угловых распределений окажутся меньшими.

Полученные результаты позволяют заключить, что в отличие от принятого раньше мнения аккомодация импульса может происходить менее полно, чем аккомодация энергии. Представляется целесообразным обсудить возможные причины такого эффекта.

Технические поверхности (при любой степени полировки) являются в молекулярном масштабе грубо шероховатыми. Обычные стандарты «гладкости» основаны на измерениях глубины микробороздок и выступов



и в нашем случае не представляют каких-либо возможностей для количественных оценок. Более адекватной характеристикой поверхности был бы закон распределения углов наклона плоских микроплощадок. В зависимости от характера этого распределения (как при полностью диффузном, так и при полностью зеркальном отражении) суммирование парциальных вкладов от отдельных плоских площадок приведет к тому или иному распределению отраженных частиц.

Ясно, что суперпозиционная картина углового распределения, как правило, не даст совпадения направления максимума интенсивности с зеркальным лучом. Хотя закон распределения неоднородностей в настоящее время указать невозможно, предложенная схема отражения представляется достаточно оправданной. В связи с этим можно заметить, что значения коэффициентов  $\sigma_i$ ,  $\sigma_n$  (в отличие от коэффициента аккомодации) являются не столько характеристиками взаимодействия, сколько характеристиками поверхности и для каждого конкретного случая измерения следует проводить специально.

Наконец рассмотрим вопрос о возможном влиянии измеренных значений  $\sigma_i$  на аэродинамические характеристики, например шара в молекулярном потоке. Для этого необходимо знать еще и значение коэффициента  $\sigma_n$ . Он может определяться аналогичным образом, однако факт полной энергетической аккомодации и возрастающая с увеличением угла падения степень диффузности распределения отраженных частиц позволяют с большой точностью принять  $\sigma_n$  равным единице. В этом случае, как следует из [2],  $C_D$  может изменяться в зависимости от значения  $\sigma_i$  на 10—20% и этот эффект заслуживает внимания.

В заключение автор благодарит Ю. Н. Беляева, принимавшего участие в выполнении этой работы, и Ю. Г. Семенова за проделанные вычисления.

Московский государственный  
университет

Поступила 11 VII 1962

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Паттерсон Г. Н. Аэрофизические проблемы полета на предельных высотах и скоростях. Проблема полета с большими скоростями. М., ИЛ, 1960, стр. 108.
2. Schreello D. M. Approximate Free Molecule Aerodynamics Characteristics. ARS — Journal, 1960, vol. 30, p. 765.
3. Kantrowitz A., Grey J. High Intensity Source for the Molecular Beam, Rev. Sci. Instr., 1951, vol. 22, p. 328.
4. Рамзей Н. Молекулярные пучки. М., ИЛ, 1960.
5. Леонас В. Б., Рубцов В. К. Селектор для исследования скоростей молекул. ПТЭ, 1960, № 2, стр. 115.
6. Леонас В. Б. Детектирование пучков нейтральных молекул, ПТЭ, 1962, № 3, стр. 127.
7. Леонас В. Б. Отражение молекулярного потока от твердой стенки. Геомагнетизм и аэронавигация, 1962, т. II, вып. 2, стр. 180.
8. Hurlbut F. C. Molecular Scattering at Surfaces. Journ. Appl. Phys., 1957, vol. 28, p. 844.
9. Hollister G. S., Brackman R. T. The use of Modulated Atomic Beam Techniques for the Study of Space Flight Problems, Plan-Space Sci., 1961, vol. 3, p. 162.