



# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

И. С. Баринов, Б. Е. Жестков, А. И. Омелик,  
З. Т. Орлова, Аэродинамическая установка со  
свободномолекулярным потоком и высокой тем-  
пературой торможения, *ТВТ*, 1973, том 11, вы-  
пуск 3, 602–608

Использование Общероссийского математического портала Math-  
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользова-  
тельским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.235.145.252

3 ноября 2024 г., 21:23:15



УДК 629.78.018.3

**АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА  
СО СВОБОДНОМОЛЕКУЛЯРНЫМ ПОТОКОМ  
И ВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ ТОРМОЖЕНИЯ**

**И. С. Баринов, Б. Е. Жестков, А. И. Омелик,  
З. Т. Орлова**

Описывается конструкция и приводятся результаты экспериментального исследования вакуумной аэродинамической установки с высокочастотным нагревом газа до 5000—6000° К. Реализован свободномолекулярный гиперзвуковой поток азота со скоростью 3—4 км/сек и интенсивностью  $2 \cdot 10^{17}$  мол/см<sup>2</sup> сек.

1. Ускоренные молекулярные пучки нашли в последнее время широкое применение в научных исследованиях и технике [1]. Метод молекулярного пучка может быть использован для моделирования условий полета в верхних слоях атмосферы, при исследовании межмолекулярных взаимодействий и для решения других задач.

Среди различных способов получения ускоренных молекулярных пучков газодинамический способ отличается высокой интенсивностью пучка,

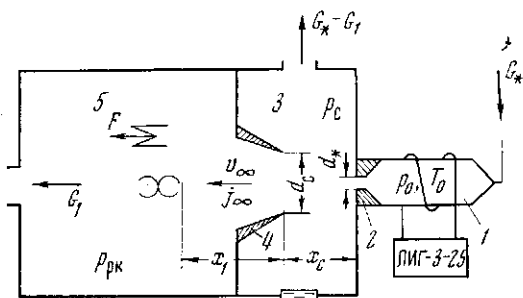


Рис. 1

Рис. 1. Схема установки

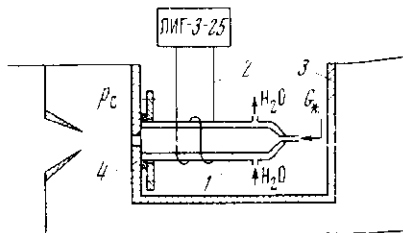


Рис. 2

Рис. 2. Схема высокочастотного подогревателя

стабильностью его параметров во времени и определенностью состава. Ускорение пучка происходит здесь при истечении газа в вакуум, причем скорость пучка  $v$  пропорциональна корню квадратному из температуры торможения  $T_0$ . Однако в существующих источниках температура  $T_0$  не превышает 2200° К [2], в то время как верхняя граница нагрева определяется процессами ионизации и диссоциации и составляет для азота 5000 ÷ 6000° К. Цель данной работы — создание и исследование такого высокоскоростного молекулярного источника газодинамического типа, в котором температура газа  $T_0$  достигает этой предельной величины. В работе [3] исследован высокочастотный индукционный разряд в азоте; здесь этот разряд использован для нагрева газа.

**2. Конструкция установки.** Экспериментальная установка включает в себя газодинамический молекулярный источник с высокочастотным подогревателем, рабочую камеру и две вакуумные станции.

Источник (рис. 1) сконструирован по схеме Кантровица — Грэй [4], которая основана на следующем. Газ с параметрами торможения  $p_0$  и  $T_0$  вытескает из подогревателя 1 через звуковое сопло 2 в камеру разделения 3, образуя разреженную гиперзвуковую струю. Приосевая часть струи выделяется полым усеченным конусом 4 (скиммером) с заостренной передней кромкой. Течение в струе на входе в скиммер близко к свободно-молекулярному; число Кнудсена, отнесенное к диаметру скиммера  $d_c$ , составляет обычно  $Kn \approx 4 \div 5$ . Выделенный таким образом поток молекул поступает в рабочую камеру 5, где и используется для различных исследований.

Скиммер имеет входное отверстие  $d_c = 17,5$  мм, изготовлен из нержавеющей стали и охлаждается водой для снятия с него тепловых потоков. Возможно перемещение скиммера вдоль оси в пределах  $6,5 \geq x_c \geq 2,0$  см.

Камера разделения откачивается средневакуумной станцией, состоящей из двух насосов БН-15 000. При критическом расходе азота  $G_c = 0,05$  г/сек в камере разделения поддерживается давление  $p_c = 0,3$  н/м<sup>2</sup> =  $2 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

Рабочая камера откачивается высоковакуумной станцией, в которой используются восемь высоковакуумных агрегатов ВА-20-4М с термоэлектрическими масляными ловушками ТВЛ-20Т [5]. Эффективная производительность станции составляет 20 м<sup>3</sup>/сек, что обеспечивает в рабочей камере давление  $p_{р.к} = 8 \cdot 10^{-3}$  н/м<sup>2</sup> =  $6 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. при расходе  $G_1 = 1,4 \cdot 10^{-3}$  г/сек.

Высокочастотный подогреватель (рис. 2) представляет собой водоохлаждаемую сварную кварцевую камеру 1 с внутренним диаметром 4 см, помещенную в индукторе 2. Индуктор служит нагрузкой высокочастотного генератора ЛИГ-3-25 (13 мгу, 25 кВт). Индуктор и кварцевая камера размещены в «кармане» 3 из нержавеющей стали и находятся при атмосферном давлении. Кварцевая камера вакуумноплотно соединена с соплом 4. Сопло имеет лишь дозвуковую конфузюрную часть, изготавливается из латуни и охлаждается водой. Критическая часть сопла представляет собой сменную втулку из молибдена. Диаметр критического отверстия  $d_c = 1,2$  мм; изменение диаметра не превышает 1% за 100 час работы. Допустимое время непрерывной работы подогревателя 3—5 час, ресурс работы — 1000 час.

**3. Измерение параметров потока.** Для определения параметров потока измерялись полное давление за прямым скачком  $p_0'$  и удельный расход  $j = \rho v / m$  на оси струи. Здесь  $\rho$  — плотность газа,  $m$  — масса молекулы.

Для измерения  $p_0'$  использовались специальные торцевые насадки и скиммер. В последнем случае закрывался затвор, отделяющий рабочую камеру от высоковакуумной емкости, и рабочая камера использовалась как измерительный объем. В обоих случаях число Рейнольдса, отнесенное к диаметру насадки (или отверстия в скиммере) и рассчитанное по коэффициенту вязкости при температуре торможения, находилось в пределах  $Re = 0,1 \div 1$ . В этом диапазоне чисел  $Re$  необходимо введение поправок. Этому посвящена работа [7], в которой показано, что величина поправок не превышает 20%. Результаты эксперимента с учетом этих поправок представлены на рис. 3 (точки 1, 2, 3, 5). Из рисунка видно хорошее согласие результатов эксперимента со струйной теорией [8, 9].

Обратимся теперь к измерению удельного расхода  $j$  в струе перед скиммером. Для этого в качестве насадка также использовался скиммер, однако затвор, отделяющий рабочую камеру от высоковакуумной емкости, был открыт и пробег молекул в камере значительно превышал диаметр отверстия в скиммере. Расход через скиммер  $G_1$  определялся по давлению в высоковакуумной емкости и по расходной характеристике высокова-

куумного тракта. Очевидно, что в случае свободномолекулярного обтекания скиммера имеет место соотношение  $j = G_1 / A_c m$ , где  $A_c = \pi d_c^2 / 4$ . Результаты эксперимента представлены на рис. 4 (точки 1, 4).

Таким образом, измерения давления  $p_0'$  и удельного расхода  $j$  показали, что течение перед скиммером не возмущено и соответствует струйной теории.

Выполненные измерения позволяют определить скорость потока  $v$ . В гиперзвуковом приближении имеет место соотношение

$$p_0' = \frac{2}{\kappa + 1} [4\kappa / (\kappa + 1)^2]^{\kappa / (\kappa - 1)} \rho v^2 = 0,915 \rho v^2. \quad (1)$$

Коэффициент 0,915 соответствует отношению теплоемкостей  $\kappa = 1,4$ . Из (1) и выражения для  $j$  следует, что  $v = 1,093 p_0' / m j$ . Значения скорости.

Рис. 3. Распределение полного давления  $p_0'$  по оси потока:

1, 2, 3 — измерения насадками диаметром соответственно 2, 5 и 10 мм; 4 — весами в свободномолекулярном потоке; 5 — скиммером; сплошная кривая — струйная теория

Рис. 4. Распределение приведенного удельного расхода по оси потока:

1, 2 —  $T_0 = 5000 \div 6000^\circ \text{K}$ ,  $p_0 = 200 \div 360 \text{ мм рт. ст.}$ ;  
3, 4, 5 —  $T_0 = 295^\circ \text{K}$ ,  $p_0 = 39, 54 \text{ и } 70 \text{ мм рт. ст.}$ ;  
6 — струйная теория

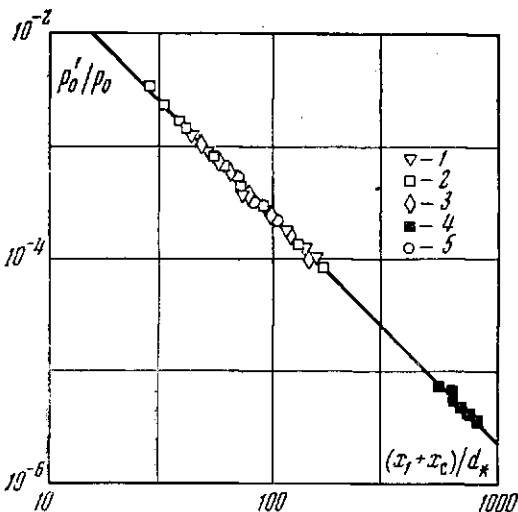


Рис. 3

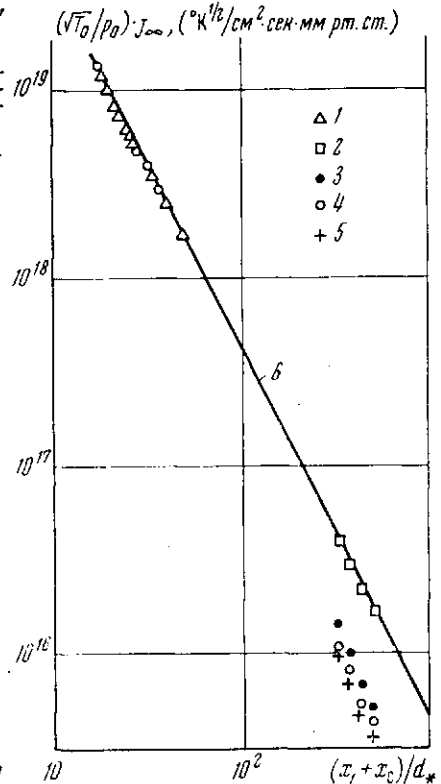


Рис. 4

в зависимости от температуры торможения представлены на рис. 5 (точки 4). Из этого графика видно, что экспериментальные точки с учетом погрешности измерений (10%) лежат выше кривой 1, соответствующей  $M = 6$ , но ниже кривой 3, полученной с учетом реальных свойств газа при равновесном истечении [10]. Чтобы выяснить причины этого различия, обратимся к измерению колебательной и вращательной температур в струе перед скиммером.

Для измерения температуры в струе использовался спектральный метод. Колебательная температура  $T_k$  определялась по отношению интенсивностей в кантах полос второй положительной системы азота с длинами волн 4059, 3998 и 3943 Å по методике [11]. Значение фактора Франка — Кондона и значения матричных элементов для полос  $N_2(2+)^+$

взяты из работ [12, 13]. Вращательная температура  $T_v$  определялась по отношению интенсивностей линий вращательной структуры первой отрицательной системы азота в полосе с длиной волны капта 3914 Å [14].

В обоих случаях результаты обрабатывались в предположении о больцмановском распределении частиц по колебательным и вращательным уровням с соответствующими колебательной и вращательной температурами. Распределение этих температур вдоль оси струи представлено на рис. 6. Видно, что колебательная температура 1 в отличие от вращательной 2 стабилизирована на уровне, близком к температуре торможения. Это приводит к уменьшению на 10% скорости поступательного движения по сравнению со случаем полного равновесия, что и наблюдается экспериментально (см. рис. 5).

Рис. 5. Зависимость скорости потока от температуры торможения:

1 —  $\kappa = 1,4$ ,  $M = 6$ ; 2 —  $\kappa = 1,4$ ,  $M = \infty$ ; 3 — равновесное истечение реального газа,  $M = \infty$ ; 4 — значения скорости перед скиммером; 5 — в рабочей камере

4. Обратимся теперь к измерению параметров свободномолекулярного потока в рабочей камере. Для этого использована методика, изложенная в [15] и основанная на измерении удельного расхода  $j = \rho v / m$ , потока

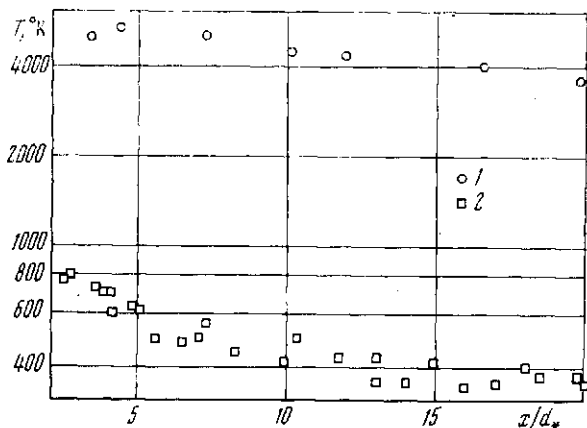


Рис. 6. Распределение колебательной (1) и вращательной (2) температур по оси потока  $T_0 = 5000^\circ \text{K}$ ,  $p_0 = 150 \text{ мм рт. ст.}$

импульса  $P = \rho v^2$  и потока энергии  $q = \rho v^3 / 2$ . Измерение этих величин позволило определить средние скорости и плотность газа в потоке

$$v = P / mj = \sqrt{2q / mj} = 2q / P, \quad (2)$$

$$\rho = mj / v. \quad (3)$$

Остановимся кратко на измерении каждой из этих величин.

Измерение удельного расхода осуществляется с помощью двух камер, в одну из которых поступает молекулярный поток и остаточный газ, в другую — только остаточный газ [16]. Разность давлений в этих камерах  $\Delta p$  связана с интенсивностью потока зависимостью

$$j = K \Delta p / \sqrt{2 \pi m k T_w}. \quad (4)$$

Здесь  $K$  — коэффициент Клаузинга [17];  $T_w$  — температура стенок камеры;  $k$  — постоянная Больцмана. Выражение (4) справедливо, если обтекание камеры и истечение газа из нее — свободномолекулярные, что имело

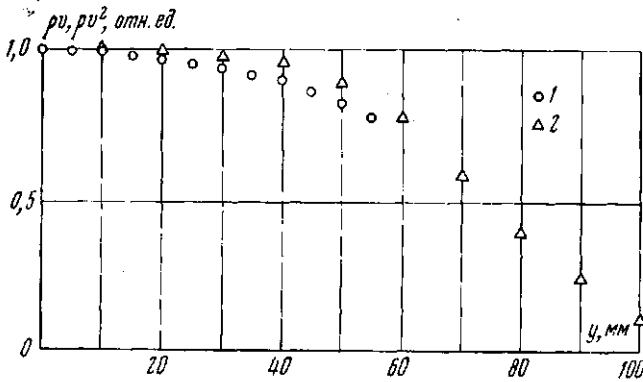


Рис. 7. Поперечное поле свободномолекулярного потока:  
1 —  $pv$ ; 2 —  $pv^2$

место в наших экспериментах. В качестве камер использовались лампы ЛМ-2 с просверленными в них отверстиями. Лампы проходили индивидуальную тарировку на специальном стенде. Результаты измерений приведены на рис. 4 (точки 2) и на рис. 7, где изображено поле течения (точки 1). В пределах неравномерности  $\pm 5\%$  ядро течения составляет 8 см. На рис. 4 видно хорошее согласие между измерениями в свободномолекулярном потоке, измерениями в потоке перед скиммером и струйной теорией.

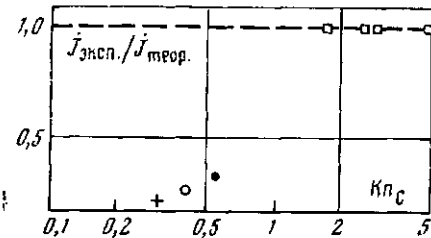


Рис. 8. Зависимость интенсивности свободномолекулярного потока от условий обтекания скиммера:  
 $x_c = 50$  мм,  $d_* = 1,2$  мм. (Обозначения см. рис. 4.)

Интенсивность потока обратно пропорциональна квадрату расстояния от критического отверстия. Экспериментальные точки для различных «горячих» режимов ложатся на одну прямую, если по оси ординат откладывается величина  $j\sqrt{T_0}/p_0$ , которую назовем приведенной интенсивностью.

Это свидетельствует о том, что интенсивность  $j$  равна теоретической, т. е. поток не возмущается скиммером. Иная картина наблюдается, если вытекающий через критическое отверстие газ не нагрет. В этом случае величина приведенной интенсивности ниже расчетной и зависит от давления  $p_0$ . Связано это со следующим. Как видно из рис. 8, в холодном режиме длина пробега молекул у скиммера становится соизмеримой с его диаметром и набегающий поток начинает возмущаться молекулами, отраженными от скиммера. Это и приводит к уменьшению интенсивности потока.

Выражение для интенсивности невозмущенного свободномолекулярного потока, соответствующее результатам наших экспериментов, имеет вид

$$j = (4 \cdot 10^{21} \text{ }^\circ\text{K}^{1/2} / \text{см}^2 \text{ сек} \cdot \text{мм рт.ст.}) \cdot \frac{p_0}{\sqrt{T_0}} \cdot \frac{d_*^2}{(x_1 + x_c)^2} \quad (5)$$

В горячем режиме при максимальном давлении  $p_0 = 350$  мм рт. ст. получена интенсивность потока  $j = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  на расстоянии от скиммера  $x_1 = 38$  см,  $x_c$  — расстояние от сопла до скиммера,  $x_c = 5$  см.

Для измерения потока импульса  $P = \rho v^2$  использовалась модель в виде полого цилиндра, установленная на измерителе сил крутильного типа. Сила  $F$ , действующая в свободномолекулярном потоке на внутреннюю полость такого цилиндра, равна [18]

$$F = \rho v^2 A \left( 1 + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa} \pi \frac{T_w}{T_0}} + \frac{1}{S^2} \right). \quad (6)$$

Здесь  $A$  — площадь входного отверстия в цилиндре;  $S$  — скоростное отношение, равное отношению скорости потока  $v$  к средней тепловой скорости молекул в нем. Чувствительность весов определялась измерениями момента инерции и периода собственных колебаний колебательной системы. Результаты измерений представлены на рис. 3 (точки 4). Здесь также видно хорошее согласие между измерениями в различных частях установки и струйной теорией. При давлении  $p_0 = 350$  мм рт. ст. поток импульса равен  $P = 3,2$  дин/см<sup>2</sup> на расстоянии  $x_1 = 38$  см от скиммера.

Результаты измерений использовались для определения скорости потока (рис. 5, точки 5). Видно удовлетворительное согласие с измерениями скорости перед скиммером.

Поток энергии  $q = \frac{1}{2} \cdot \rho v^3$  определен на основании измерения теплового потока к шероховатой пластинке, расположенной поперек потока газа. Измерения проводились компенсационным методом. Из измерений определена величина  $q$ , равная  $q = 0,1$  вт/см<sup>2</sup> при  $p_0 = 300$  мм рт. ст. и  $x_1 = 31$  см. Скорость потока, соответствующая этому значению  $q$  и определенная по формулам (2), равна  $v = 4,2$  км/сек, что вполне согласуется с предыдущими измерениями.

5. Оценим теперь величину скоростного отношения  $S$  в свободномолекулярном потоке и связанное с ней число Маха у скиммера  $M = \sqrt{2/\kappa} S$  [18]. Измерение давления  $p_0'$  у скиммера дает значение  $M \leq 12$ . Однако стабилизация течения наступает значительно выше скиммера, что следует из измерений вращательной температуры газа. Поэтому приведенное значение следует считать верхней границей числа  $M$ . Отсюда следует, что  $S \leq 10$ . С другой стороны, значение вращательной температуры  $T_w$  позволяет оценить число  $M$  перед скиммером, исходя из отношения температур  $T_0/T_w$ . Отсюда  $M \approx 6$ ; это значение следует считать нижней его границей, так как температура газа заведомо меньше вращательной. Отсюда следует, что  $S \geq 5$ ; истинное значение скоростного отношения лежит в пределах  $10 \approx S \geq 5$ .

Обратимся теперь к оценкам числа  $S$  на основании измерений в свободномолекулярном потоке. Результаты эксперимента по измерению скорости (рис. 5) показывают, что  $S \geq 5$ . Информацию о величине скоростного отношения можно также извлечь из геометрии потока в рабочей камере. Наблюдаемая расходимость потока может быть вызвана двумя причинами: количественно числа  $S$  и непараллельностью линий тока. Если измеренный полуугол расходимости  $\theta$  отнести только за счет первой причины, то полученное значение  $S = (\arctg \theta)^{-1}$  будет нижней границей числа  $S$ . Проведенные измерения показали, что  $S \geq 6$ .

Наконец, результаты упомянутого выше эксперимента по измерению тепловых потоков позволяют непосредственно определить величину скоростного отношения. В указанном эксперименте пластина располагалась как поперек ( $q_1$ ), так и вдоль ( $q_2$ ) газового потока. Если распределение по скоростям молекул в потоке подчиняется закону Максвелла, то отношение потоков  $q_1/q_2$  связано с числом  $S$  зависимостью [18]  $q_1/q_2 = 2\sqrt{\pi} S$ . Определенное таким образом значение  $S$  оказалось равным  $S = 6$  при давлении  $p_0 = 350$  мм рт. ст. Теория, рассматривающая истечение в вакуум ненагреваемого газа с учетом вязкости [9], дает для наших условий значение  $S = 6,5$ , что вполне согласуется с результатами измерений.

Таким образом, на установке реализован гиперзвуковой свободномолекулярный поток азота со скоростью 4 км/сек, что соответствует средней энергии молекул 2,5 эв.

6. Остановимся кратко на составе потока.

Используемый способ нагрева газа исключает попадание в поток продуктов эрозии электродов в связи с отсутствием последних. Уноса материала стенок кварцевой камеры не обнаружено после ее эксплуатации в течение 1000 час. Эрозия молибденовой вставки, служащей критической частью сопла, не превышает одного атома на  $10^7$  атомов рабочего газа.

Состояние газа в форкамере при рассматриваемых давлениях  $p_0 \sim 300$  мм рт. ст. близко к равновесному [3]. Однако при расширении газа внутренние степени свободы не успевают релаксировать. Измерения вращательной и колебательной температур в потоке показывают, что вращательная температура в потоке близка к расчетному значению поступательной, а энергия, связанная с неравновесным возбуждением колебательных уровней, не превышает 20% энтальпии газа. Степень ионизации газа измерялась двойным зондом в свободномолекулярном потоке и составила 0,01%. Что касается степени диссоциации, то при  $T_0 = 5000^\circ \text{K}$  и  $p_0 = 200 \div 350$  мм рт. ст. ее величина в критическом сечении составляет для азота 1 ÷ 3% [10]. В результате процессов сепарации в струе и свободномолекулярном потоке степень диссоциации уменьшается в два раза. Таким образом, степень диссоциации в свободномолекулярном потоке не превышает 2% при  $T_0 \leq 5000^\circ \text{K}$ .

Авторы выражают благодарность М. Н. Когану за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЦАГИ  
им. Н. Е. Жуковского

Поступила в редакцию  
30 VIII 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. Исследования с молекулярными пучками (под ред. А. М. Бродского и В. Б. Леонаса). «Мир», 1969.
2. N. A. u f, D. G. M a r s d e n. Rarefied Gas Dynamics. Proc. of the V Int. Symp., 2. Acad. Press, 1967.
3. Б. Е. Жестков, А. И. Омелик, З. Т. Орлова. Теплофизика высоких температур, 8, № 4, 1970.
4. A. K a n t r o w i t z, J. G r e y. Rev. Sci. Instr., 22, № 5, 328, 1951.
5. Е. А. Коленко. Термоэлектрические охлаждающие приборы. «Наука», Л., 1967.
6. И. С. Баринов, Б. Е. Жестков, А. И. Омелик. Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа, № 4, 131, 1969.
7. Б. Е. Жестков. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3, 1973.
8. P. L. O w e n, C. K. T h o r n h i l l. Aeronautical Research Council. Rep. and Memo., № 2616, 1948.
9. В. Н. Гусев, А. В. Жбакова. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 3, 170, 1971.
10. А. С. Плешаков. В сб. Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. Изд. АН СССР, 1962, стр. 36.
11. R. W. N i c h o l s. The airglow and the aurora. London, 1956.
12. R. N. Z a r e, E. O. L a r s s o n, R. A. B e r g. J. Molec. Spectr., 15, № 2, 117, 1965.
13. Ю. А. Пластинин, Г. Г. Баула. В сб. Исследования по физической газодинамике. «Наука», 1966, стр. 41.
14. Г. Герцберг. Спектры и строение двухатомных молекул. Изд. иностр. лит., 1949.
15. В. Б. Черенков, О. Ю. Севастьянов, Ю. М. Лукьянов. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, № 2, 25, 1962.
16. Б. И. Семелов. Приборы и техника эксперимента, № 1, 135, 1969.
17. P. C l a u s i n g. Ann. d. Phys., 12, 961, 1932.
18. М. Н. Коган. Динамика разреженного газа. «Наука», 1967.