

**КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ВОЗДУХА
В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР ОТ 3000 ДО 25000° К
И ДАВЛЕНИЙ 0,1, 1, 10, 100 атм**

И. А. Соколова

(Новосибирск)

В работе выполнен расчет переносных свойств воздуха в области температур от 3000 до 25 000° К и давлений 0,1, 1, 10 и 100 атм. Расчеты выполнены в рамках молекулярно-кинетической теории в первом приближении функции распределения по методу Чэпмена — Энскога с учетом четырех членов разложения в ряд по полиномам Сонина. Рассчитаны интегралы столкновений $\Omega_{ij}^{l,s}$ компонент воздуха ($N_2 - N_2$, $O_2 - O_2$, $NO - NO$, $N_2 - O_2$, $N_2 - NO$, $O_2 - NO$, $N_2 - N$, $N_2 - O$, $O_2 - N$, $O_2 - O$, $N - NO$, $O - NO$, $N - N$, $O - O$, $O - N$, $e - N$, $e - O$, $e - N_2$, $e - O_2$, $e - NO$, $N - N^+$, $O - O^+$, $N - O^+$, $O - N^+$, электрон — ион, ион — ион, электрон — электрон) порядков $l = 1, \dots, 4$ и $s = l, \dots, (8 - l)$.

Приведенные интегралы столкновений по возможности рассчитаны на базе экспериментально измеренных потенциалов взаимодействия, полученных с помощью «прямого» рассеяния атомных и молекулярных пучков на газовых мишенях или других пучках. Недостающие сведения о потенциалах взаимодействия заимствованы из работ по спектроскопическому анализу. Рассеяние электрона на атоме кислорода рассчитано в рамках квантовомеханического анализа. Приведенные интегралы столкновений заряженных компонент воздуха были рассчитаны численно для экранированного потенциала Дебая — Хюккеля.

Полученные в работе моменты интегралов столкновений могут быть использованы для расчета кинетических коэффициентов для произвольной смеси азота и кислорода, в том числе и для случая переменного элементарного состава.

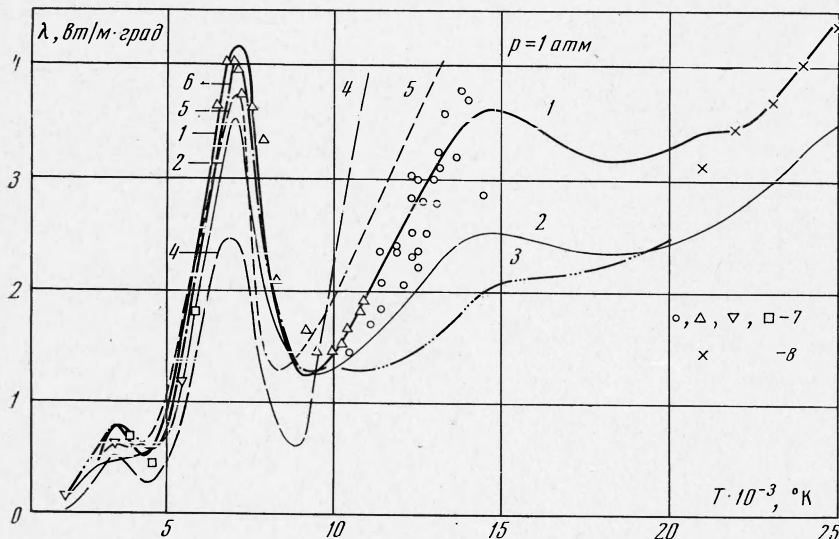
1. В последнее время на переносные свойства частично и полностью ионизированного воздуха было обращено внимание как в области теоретических [1-6], так и в области экспериментальных исследований [7-9]. Существенное расхождение между данными теоретических работ обусловлено в основном двумя причинами. Как правило, при расчетах коэффициентов переноса в области частичной и полной ионизации газа используются приближенные формулы молекулярно-кинетической теории, развитой Чэпменом — Каулингом [10, 11]. При этом правила, проверенные для нейтральных смесей, формально переносятся на область ионизированных газов. При таком подходе к расчету переносных свойств ионизированных газов совпадения с асимптотическими формулами Спитцера [12] не наблюдается.

С другой стороны, даже при более строгом теоретическом рассмотрении этого вопроса используются данные приведенных интегралов столкновений, полученные приближенными расчетами. Сравнение результатов отдельных работ связано с существенными трудностями, поскольку помимо упрощения теоретических выражений кинетических коэффициентов и приближенных способов расчета интегралов столкновений существует большой произвол в выборе потенциальных функций взаимодействия компонент воздуха. В ряде работ [1, 2] при расчете приведенных интегралов столкновений используются межатомные потенциалы, силовые константы которых получены из экспериментов по переносным свойствам при низких температурах. Иногда [2, 6] используются потенциалы, полученные полуэмпирическими расчетами по спектроскопическим данным. При расчетах переносных свойств следует отдавать предпочтение измерениям по «прямому»

рассеянию пучков, ибо потенциалы, извлеченные из этих экспериментов, являются более «чистыми» по сравнению с потенциалами, полученными из кинетических свойств при низких температурах или квантовомеханических расчетов по спектроскопическим данным.

Кроме того, на величину коэффициентов переноса влияет выбор состава воздуха.

На фиг. 1 представлены коэффициенты теплопроводности по данным работ [1-6]. Для сравнения с теоретическими расчетами нанесены экспериментальные точки работы [7]. Цифрой 1 помечены результаты расчета,



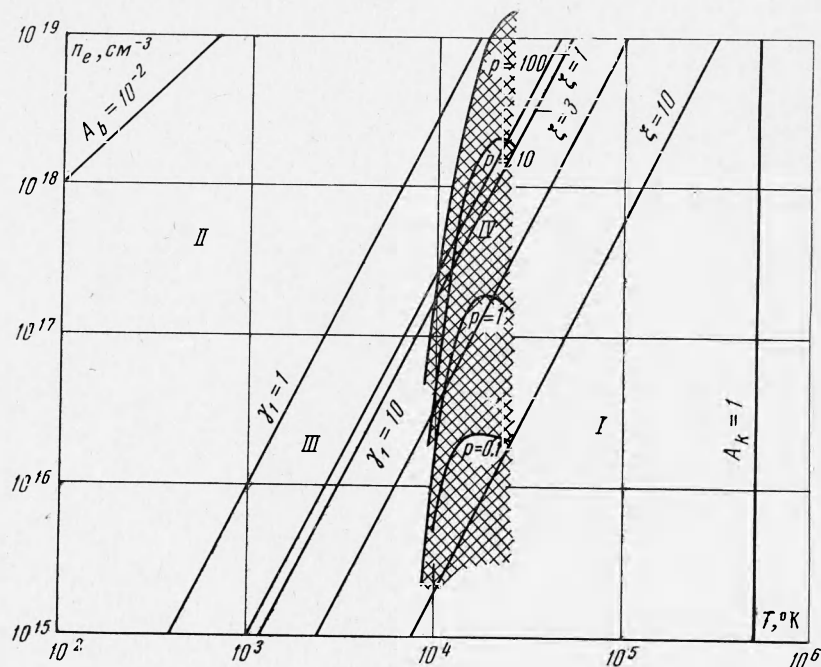
Фиг. 1

проведенного в данной работе, цифрой 2 — в работе [6], 3 — [5], 4 — [1], 5 — [2], 6 — [4], 7 — [7], 8 — [12]. Хорошего совпадения нет ни между данными отдельных работ, ни с экспериментом.

В данной работе расчет переносных свойств воздуха выполнен по единому принципу. На базе имеющихся экспериментальных данных о потенциалах взаимодействия компонент воздуха рассчитаны все необходимые интегралы столкновений $\Omega_{ij}^{l,s}$ порядка $l = 1, \dots, 4$ и $s = l, \dots, (8 - l)$. В расчетах по возможности использовались данные прямого рассеяния молекулярных и атомарных пучков на газовых мишенях, а также данные спектроскопического анализа. Выполнены квантовомеханические расчеты сечений рассеяния электрона на атоме кислорода и точные численные расчеты сечений рассеяния заряженных частиц. Коэффициенты переноса, коэффициенты многокомпонентной диффузии, теплопроводности, электропроводности рассчитаны в рамках молекулярно-кинетической теории по методу Чэпмена — Энскога в первом приближении функции распределения с учетом четырех членов в разложение по полиномам Сонина. Состав воздуха взят из таблиц [13] для температур $T < 12\,000^\circ\text{K}$ и работы [14] для $T = 12\,000 \div 25\,000^\circ\text{K}$.

2. При расчете коэффициентов переноса ионизированного газа в разложении функции распределения по полиномам Сонина необходимо оставлять по крайней мере три — четыре члена вместо одного — двух, как это обычно делается при расчете нейтральных смесей. Обобщение метода Чэпмена — Энскога на область частичной ионизации исследуется в ра-

ботах Девото [15, 16]. Сходимость разложения функции распределения в ряд по полиномам Сонина зависит от вида потенциальных функций взаимодействия между частицами и является наилучшей для жестких потенциалов отталкивания [11]. Для взаимодействия кулоновского типа сходимость коэффициентов переноса определяется тремя-четырьмя членами. При таком выборе числа членов в разложении при переходе в область полной ионизации коэффициенты теплопроводности и электропроводности совпадают с предельными значениями теории Спитцера [12], а при переходе в область нейтрального газа автоматически выполняется совпадение с более низкими приближениями молекулярно-кинетической теории.



Фиг. 2

При расчете коэффициентов переноса воздуха сделаны следующие предположения:

- 1) газ невырожденный

$$A_b = \frac{nh^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} \ll 1 \quad (2.1)$$

- 2) плазма термически равновесная ($T_e = T_i = T_a$) и квазинейтральная;
- 3) плазма идеальна

$$\Gamma = e^2 n_e^{1/3} / kT \ll 1 \quad (2.2)$$

- 4) для описания кулоновских взаимодействий предполагается применимость классического приближения

$$A_k = \lambda / r_0 \ll 1 \quad (\lambda = \sqrt{\hbar^2 / 2mkT} \quad r_0 = e^2 / kT) \quad (2.3)$$

где λ — длина волны де-Бройля;

- 5) предполагается, что теория бинарных столкновений применима ко всем видам частиц.

На фиг. 2 приводится диаграмма $n_e - T$ [17], на которой в логарифмическом масштабе нанесены линии $\gamma_1 = 1/\Gamma = \text{const}$ ($\gamma_1 = 10$, $\gamma_1 = 1$), ли-

нии $\xi = \text{const}$ (ξ — число частиц в сфере Дебая), линия $A_b = \text{const}$ ($A_b = 10^{-2}$) и линия $A_k = 1$. Область *I* соответствует области применимости классического описания идеальной плазмы. Область *II*, которая лежит выше линии $\gamma_1 = 1$, соответствует условию, когда потенциальная энергия взаимодействия заряженных частиц становится больше средней кинетической энергии. Область *III*, лежащая между линиями $\gamma_1 = 1$ и $\xi = 1$, соответствует области параметров плазмы, при которых становится заметным отклонение от идеальности. Область *IV* — область рассматриваемых параметров воздуха.

Отклонение от условия идеальности воздушной плазмы в области больших давлений (10, 100 атм) приводит к нарушению условия применимости теории бинарных столкновений для заряженных частиц. Как показано в работах [18, 19], феноменологическая теория флуктуаций и теория бинарных столкновений применительно к равновесной идеальной плазме дополняют друг друга и дают практически совпадающие результаты. Теория экранирования кулоновского поля, лежащая в основе создания методов расчета кинетических параметров плазмы, к которой относятся теория Спитцера [12] и теория Кихара, Аоно [19], строго применима к идеальной плазме. Верхний предел этих теорий неопределен. При нарушении условий идеальности взаимодействия заряженных частиц могут быть описаны в рамках теории экранирования и, как показывают эксперименты в цезиевой плазме [20], в экранировочную константу следует вводить поправку, учитывающую неидеальность. Для воздуха эксперименты в области неидеальности плазмы отсутствуют.

3. Приведенные интегралы $\Omega_{ij}^{l,s}(T)$ имеют вид [15]

$$\Omega_{ij}^{l,s}(T) = \frac{4(l+1)}{(s+1)! [2l-1-(-1)^l]^l} \int_0^\infty \exp(-\gamma^2) \gamma^{2s+3} Q^l(g) d\gamma \quad (3.1)$$

$$Q^l(g) = 2\pi \int_0^\infty [1 - \cos^l \chi(g)] b db \quad (3.2)$$

$$\chi(g) = \pi - 2b \int_{\frac{2}{m}}^\infty \frac{dr/r^2}{(1 - b^2/r^2 - \varphi(r)/\gamma^2 kT)^{1/2}} \quad (\gamma = g(\mu/2kT)^{1/2}) \quad (3.3)$$

где $Q^l(g)$ — эффективные сечения переноса; $\chi(g)$ — угол отклонения двух сталкивающихся частиц; $\varphi(r)$ — потенциал взаимодействия двух отталкивающихся частиц; γ — приведенная относительная скорость двух частиц на бесконечности.

Приведенные интегралы столкновений заряженных компонент воздуха рассчитаны для кулоновского экранированного потенциала притяжения и отталкивания. Результаты численных расчетов приводятся в работе [21]. При точном численном расчете сечений Q_*^l и интегралов $\Omega_*^{l,s}$ логарифмической расходимости при $H/E \rightarrow 0$ не наблюдается

$$\mp Q_*^l = \mp Q^l/\pi E^2, \quad H = \sqrt{kT/4\pi n_e e^2 (1 + \bar{z})}, \quad E = e^2 z_i z_j / kT$$

где H — дебаевский радиус экранирования. Условие $H/E \rightarrow 0$ аналогично условию неидеальности плазмы, если среднюю потенциальную энергию взаимодействия заряженных частиц определять на расстоянии радиуса Дебая. В этом случае H/E и γ_1 — одно и то же. Аналитические формулы кулоновских сечений и моментов интегралов столкновений, полученные в работе Девото [15], справедливы в пределе больших значений H/E .

Приведенные интегралы столкновений для нейтральных компонент воздуха вычислены на основе экспериментальных данных о потенциалах взаимодействия, полученных методом прямого рассеяния в [22]. Для потенциальной функции вида

$$\varphi(r) = c/r^\delta \quad (3.4)$$

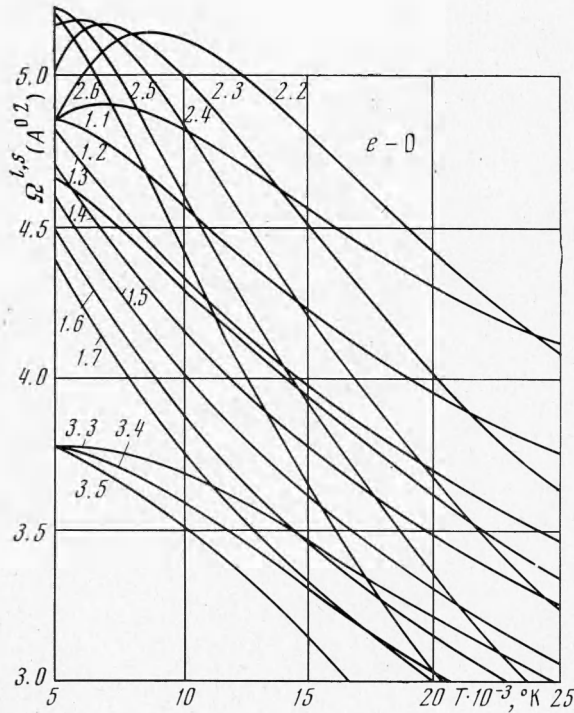
приведенные интегралы столкновений выражаются в виде полуаналитической зависимости

$$\Omega_{ij}^{l,s}(T) = \frac{4(l+1)}{(s+1)! [2l-1 - (-1)^l]} \Gamma\left(\frac{s+2-2}{\delta}\right) A^l(\delta) \left(\frac{c\delta}{kT}\right)^{2/\delta} \quad (3.5)$$

$$A^l(\delta) = \int_0^\infty [1 - \cos^l \chi(\beta)] \beta d\beta, \quad \beta = b \left[\frac{\mu g^2}{2\delta c} \right]^{1/\delta}$$

Для всех нейтральных компонент рассчитанные значения интегралов $\Omega_{ij}^{l,s}(T)$ представлены в работе [23].

Расчет приведенных интегралов столкновений электронов с нейтральными атомами основывается на квантовомеханических методах расчета



Фиг. 3

на полное значение при Q вычисления $\Omega_{ij}^{l,s}(T)$ приводит к ошибке до 30%.

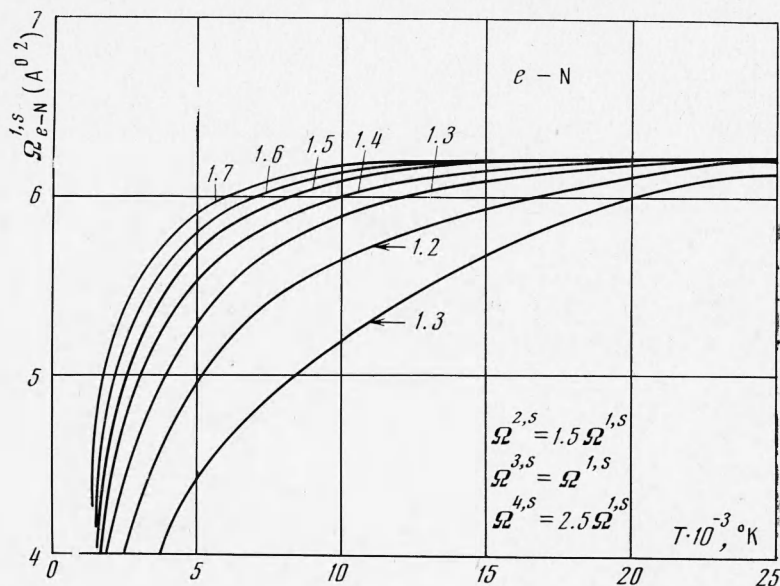
Для рассеяния электрона на атоме азота отсутствие надежных теоретических расчетов не позволяет провести расчеты, аналогичные рассеянию $e - 0$. Поэтому для расчета приведенных интегралов столкновений было выбрано полное сечение рассеяния [26], наилучшим образом совпадающее с экспериментом [27]. При вычислении потенциала взаимодействия электрона с атомом азота только по полному сечению ошибка в фазах рассеяния

сечений $Q^l(g)$, для которых требуется определить набор фаз рассеяния. Для описания рассеяния электрона на атоме кислорода подбираются параметры сферически симметричного потенциала таким образом, чтобы при численном решении уравнения Шредингера значение нулевой фазы совпало со значением, полученным более точным квантовомеханическим расчетом работы [24], а набор всех остальных фаз давал бы хорошее совпадение значений полного сечения с данными работы [24] при низких энергиях и данными работы [25] при высоких энергиях. Рассчитанные в таком приближении фазы рассеяния используются для определения сечений $Q^l(g)$ и всех интегралов столкновений, значения которых представлены на фиг. 3. Замена значений Q^l

приведет к ошибке в расчете сечений $\sim 30\%$, т. е. того же порядка, что и ошибка, которую дает усреднение полного сечения вместо сечения Q^l . Рассчитанные значения интегралов столкновения представлены на фиг. 4.

Вычисление моментов интегралов для рассеяния электрона на молекулах азота и кислорода выполнено на основе данных о полных сечениях рассеяния [18, 29]. Так как в воздушной плазме одновременное присутствие молекул и электронов мало, ошибка, к которой приводит такая замена, является допустимой.

При расчете интегралов столкновений атомов со своими ионами следует иметь в виду резонансный характер перезарядки. Используя спектроско-



Фиг. 4

пические данные и расчет сечений обменного рассеяния работы [30] для взаимодействий $N - N^+$ и $O - O^+$ рассчитаны все моменты интегралов столкновений. Результаты имеют следующую зависимость от температуры:

$$\Omega^{l,s}(T) = 2 [A^s - B^s \log_{10}(T) + C \log_{10}^2(T)] \quad (3.7)$$

Константы A^s , B^s и C представлены в табл. 1. Для расчета интегралов столкновения разноименных атомов и ионов использовались потенциалы взаимодействия работы Пенга и др. [2].

4. Коэффициенты переноса, полученные методами кинетической теории, при разложении функции распределения в ряд по полиномам Сонина, в котором оставлено четыре члена, полученные в работе [15], имеют вид:

Таблица 1

Тип взаимодействия	$A^s B^s$	s							C
		1	2	3	4	5	6	7	
N—N ⁺	A^s	51.8	50.9	50.2	49.6	49.1	48.7	48.4	0.207
	B^s	6.55	6.49	6.44	6.41	6.38	6.35	6.33	
O—O ⁺	A^s	53.8	52.7	51.9	51.7	50.9	50.5	50.1	0.226
	B^s	6.96	6.90	6.85	6.81	6.78	6.75	6.72	

коэффициенты диффузии многокомпонентной смеси

$$[D_{ij}]_4 = \frac{3\rho n_i}{2nm_j|\mathbf{q}|} \left(\frac{2\pi kT}{m_i}\right)^{1/2} \begin{vmatrix} \mathbf{q}_{hk}^{00} & \mathbf{q}_{hk}^{01} & \mathbf{q}_{hk}^{02} & \mathbf{q}_{hk}^{03} & \delta_{hj} - \delta_{hi} \\ \mathbf{q}_{hk}^{10} & \mathbf{q}_{hk}^{11} & \mathbf{q}_{hk}^{12} & \mathbf{q}_{hk}^{13} & 0 \\ \mathbf{q}_{hk}^{20} & \mathbf{q}_{hk}^{21} & \mathbf{q}_{hk}^{22} & \mathbf{q}_{hk}^{23} & 0 \\ \mathbf{q}_{hk}^{30} & \mathbf{q}_{hk}^{31} & \mathbf{q}_{hk}^{32} & \mathbf{q}_{hk}^{33} & 0 \\ \delta_{ki} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (4.1)$$

коэффициент термодиффузии

$$[D_i^T]_4 = \frac{15n_i(2\pi m_i kT)^{1/2}}{4|\mathbf{q}|} \begin{vmatrix} \mathbf{q}_{hk}^{00} & \mathbf{q}_{hk}^{01} & \mathbf{q}_{hk}^{02} & \mathbf{q}_{hk}^{03} & 0 \\ \mathbf{q}_{hk}^{10} & \mathbf{q}_{hk}^{11} & \mathbf{q}_{hk}^{12} & \mathbf{q}_{hk}^{13} & n_k \\ \mathbf{q}_{hk}^{20} & \mathbf{q}_{hk}^{21} & \mathbf{q}_{hk}^{22} & \mathbf{q}_{hk}^{23} & 0 \\ \mathbf{q}_{hk}^{30} & \mathbf{q}_{hk}^{31} & \mathbf{q}_{hk}^{32} & \mathbf{q}_{hk}^{33} & 0 \\ \delta_{ki} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (4.2)$$

коэффициент теплопроводности

$$\lambda = \lambda' + \lambda_1 \quad (4.3)$$

$$[\lambda']_4 = -\frac{75}{8} \frac{(2\pi kT)^{1/2}}{|\mathbf{q}|} \begin{vmatrix} \mathbf{q}_{ij}^{00} & \mathbf{q}_{ij}^{01} & \mathbf{q}_{ij}^{02} & \mathbf{q}_{ij}^{03} & 0 \\ \mathbf{q}_{ij}^{10} & \mathbf{q}_{ij}^{11} & \mathbf{q}_{ij}^{12} & \mathbf{q}_{ij}^{13} & n_i \\ \mathbf{q}_{ij}^{20} & \mathbf{q}_{ij}^{21} & \mathbf{q}_{ij}^{22} & \mathbf{q}_{ij}^{23} & 0 \\ \mathbf{q}_{ij}^{30} & \mathbf{q}_{ij}^{31} & \mathbf{q}_{ij}^{32} & \mathbf{q}_{ij}^{33} & 0 \\ 0 & n_j/m_j^{1/2} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (4.4)$$

$$\lambda_1 = \frac{\rho k}{n} \sum_{i,j=1}^v \frac{E_{ij} D_i^T D_j^T}{n_i m_i m_j} \quad (4.5)$$

коэффициент вязкости

$$[\eta]_2 = -\frac{5}{2} \frac{(2\pi kT)^{1/2}}{|\mathbf{q}|} \begin{vmatrix} \overline{\mathbf{q}}_{ij}^{00} & \overline{\mathbf{q}}_{ij}^{01} & n_i m_i^{1/2} \\ \overline{\mathbf{q}}_{ij}^{10} & \overline{\mathbf{q}}_{ij}^{11} & 0 \\ n_j & 0 & 0 \end{vmatrix} \quad (4.6)$$

коэффициент электропроводности

$$\sigma = \frac{e^2 n}{\rho k T} \sum_{j=2}^I \left(n_j m_j z_j D_{1j} - z_j \sum_{i=1}^I n_i m_i z_i D_{ij} \right) \quad (4.7)$$

где E_{ij} — элементы обратной матрицы, составленной из элементов $D_{ij} \times \times m_j$, $|\mathbf{q}|$ — определитель матрицы, в которой отброшены последняя строка и последний столбец, m_i — масса частицы, n_i — число частиц в единице объема, ρ — плотность, v — число частиц в смеси, e — заряд электрона, $z_i e$ — заряд иона, ζ — число заряженных частиц, \overline{q}_{ij}^{mp} и \overline{q}_{ij}^{mp} представляют собой матрицы, элементы которых выражаются через моменты интегралов столкновений $\Omega_{ij}^{l,s}$ [15].

Учет переноса тепла за счет химических реакций диссоциации и реакции ионизации определяется поправкой Брокау [31]

$$\lambda_R = -\frac{1}{RT^2} \begin{vmatrix} 0 & \Delta H_1 \dots \Delta H_\alpha \\ \Delta H_1 & A_{11} \dots A_{1\alpha} \\ \vdots & \vdots \\ \Delta H_\alpha & A_{\alpha 1} \dots A_{\alpha\alpha} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} A_{11} \dots A_{1\alpha} \\ \vdots \\ A_{\alpha 1} \dots A_{\alpha\alpha} \end{vmatrix} \quad (4.8)$$

где α — число одновременно протекающих реакций, ΔH_i — теплота реакции.

Учет переноса тепла за счет возбужденных степеней свободы молекул при низких температурах определяется модифицированной поправкой Эйкена [32]

$$\lambda_b^i = \frac{\eta_i}{M_i} f \quad \left(f = \left[\frac{6}{5} A^* (1 + c_{vr}) - \frac{2}{\pi} \left(1 + \frac{c_{vr}}{z_r} \right) \left(\frac{5}{2} - \frac{6}{5} A^* \right)^2 \right] \right) \\ c_{vr} = \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{\exp h\nu_i / kT}{\exp h\nu_i / kT - 1}^2 \quad (4.9)$$

$$Z_r = Z_0^i \left[1 + \frac{\pi^{3/2}}{2} \left(\frac{\varepsilon_0^i}{T} \right)^{1/2} + \left(\pi + \frac{\pi^2}{4} \right) \left(\frac{\varepsilon_0^i}{T} \right) \right]^{-1} \quad \left(A^* = \frac{\Omega^{22}}{\Omega^{11}} \right) \quad (4.10)$$

c_{vr} — теплоемкость вращательных степеней свободы.

Поскольку λ_b^i является поправкой к коэффициенту теплопроводности, то при вычислении λ_b для смесей газов используется приближенное правило, полученное в работе [33]

$$\lambda_b = \sum_{i=1}^v \lambda_b^i \left[1 + \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq i}}^v \frac{D_{ii}}{D_{ik}} \frac{x_k}{x_i} \right]^{-1} \quad (4.11)$$

4. Рассчитанные значения коэффициентов переноса представлены в табл. 2 для температур от 3000 до 25 000° К и давлений 0,1, 1, 10 и 100 атм. Сравнение коэффициента теплопроводности с расчетами других авторов показывает хорошее совпадение в области диссоциации воздуха с работами Эдункевича и др. [4] и Пенга, Пиндроха [2]. В области ионизации воздуха данные настоящего расчета лежат выше кривых П. П. Кулика, Н. В. Ермохина [5] и Йоса и др. [6]. Во всей области температур наблюдается хорошее совпадение с экспериментальными результатами Э. И. Асиновского и др. [7]. На фиг. 1 представлены данные настоящего расчета коэффициента теплопроводности при $p = 1$ атм и для сравнения данные других работ. Заниженные значения данных работы [5] объясняются в основном выбором обменного сечения рассеяния для одноименных атомов и ионов. В области полной ионизации воздуха при 1 атм и $T \geq 20 000^\circ$ К рассчитанные значения коэффициента теплопроводности совпадают с результатами теории Спитцера (на фиг. 1 эти точки отмечены крестиками).

Сравнение рассчитанных значений коэффициента электропроводности с данными экспериментальных работ Э. И. Асиновского [7] и Лэмба, Лина [8] показывает хорошее совпадение в пределах точности эксперимента. В области полной ионизации воздуха данные настоящего расчета совпадают со значениями, рассчитанными по теории Спитцера.

Сравнение коэффициента вязкости с экспериментом затруднено. Из известных экспериментальных работ по вязкости для воздуха в области высоких температур эксперимент выполнен в угольной дуге [9], где в составе воздуха находится до 30% углерода. Совпадение рассчитанных значений

Таблица 2

$P = 0,1 \text{ атм}$				$P = 1 \text{ атм}$			
$T \cdot 10^{-3},$ $^{\circ}\text{K}$	$\lambda,$ $\text{вт/м}\cdot\text{град}$	$\eta \cdot 10^8,$ $\text{г/см}\cdot\text{сек}$	$\sigma,$ $1/\text{ом}\cdot\text{см}$	$T \cdot 10^{-3},$ $^{\circ}\text{K}$	$\lambda,$ $\text{вт/м}\cdot\text{град}$	$\eta \cdot 10^8,$ $\text{г/см}\cdot\text{сек}$	$\sigma,$ $1/\text{ом}\cdot\text{см}$
3	0.7943	0.9722	—	3	0.4534	1.034	—
4	0.3425	1.304	—	4	0.5907	1.286	—
5	1.490	1.582	—	5	0.9670	1.575	—
6	4.504	1.858	1.547	6	2.401	1.852	0.8264
7	2.266	2.056	6.101	7	4.175	2.112	2.892
8	1.001	2.280	12.06	8	2.355	2.326	8.834
9	1.286	2.401	20.80	9	1.267	2.546	16.83
10	2.087	2.259	31.65	10	1.442	2.685	27.10
11	3.174	1.798	39.47	11	2.014	2.662	40.44
12	4.309	1.085	47.38	12	2.512	2.303	52.55
13	2.704	0.5952	54.24	13	3.100	1.710	63.91
14	2.716	0.3147	59.67	14	3.549	1.177	74.08
15	2.266	0.1820	65.05	15	3.616	0.8786	83.12
16	1.982	0.1261	69.92	16	3.474	0.4911	90.69
17	1.774	0.1053	74.50	17	3.280	0.3331	97.41
18	1.869	0.1003	79.14	18	3.176	0.2488	103.6
19	2.037	0.1003	84.35	19	3.184	0.2072	109.6
20	2.188	0.1005	87.84	20	3.288	0.1896	115.6
21	2.417	0.1026	90.76	21	3.461	0.1854	121.4
22	2.654	0.0999	91.62	22	3.467	0.1891	126.2
23	2.894	0.0901	91.66	23	9.783	0.1810	130.4
24	3.127	0.0763	90.39	24	4.112	0.1729	133.4
25	3.753	0.0624	89.40	25	4.453	0.1692	135.5

$P = 10 \text{ атм}$				$P = 100 \text{ атм}$			
3	0.2797	0.9425	—	3	2.019	0.9735	—
4	0.6671	1.245	—	4	2.118	1.219	—
5	0.5756	1.556	—	5	2.163	1.515	—
6	1.174	1.780	0.4529	6	1.540	1.801	0.2258
7	2.756	2.062	1.445	7	3.273	2.070	0.7500
8	3.865	2.358	4.131	8	5.701	2.349	1.923
9	2.845	2.600	10.97	9	3.369	2.623	4.595
10	1.718	2.836	21.06	10	3.334	2.877	10.70
11	1.368	3.048	36.09	11	2.627	3.121	22.20
12	1.834	3.185	53.71	12	2.165	3.261	43.85
13	2.456	2.844	70.06	13	2.259	3.380	63.97
14	3.063	2.492	86.24	14	2.694	3.373	86.26
15	3.659	1.997	101.1	15	3.452	3.211	109.6
16	4.201	1.559	115.6	16	4.185	2.908	132.8
17	4.578	1.168	128.2	17	5.009	2.521	155.2
18	4.785	0.8706	139.5	18	5.753	2.112	175.6
19	4.890	0.6664	149.6	19	6.599	1.760	194.6
20	4.984	0.5331	158.8	20	7.281	1.469	211.1
21	5.150	0.4502	166.1	21	7.891	1.241	226.6
22	5.347	0.4021	174.0	22	8.431	1.072	240.4
23	5.632	0.3775	181.4	23	8.926	0.9518	253.3
24	6.003	0.3677	188.6	24	9.416	0.8723	265.6
25	6.198	0.3692	194.1	25	9.858	0.8201	280.6

коэффициента вязкости в данной работе с данными работ [5] и [6] хорошее.

Все численные расчеты выполнены с точностью до $\sim 1\%$.

В заключение автор благодарит В. Г. Севастьяненко, под руководством которого выполнена работа.

Поступила 7 VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Hansen C. F. Approximations for thermodynamic and transport properties of high-temperature air. NASA Techn. Note, 1958, No. 4150.
2. Tzu-Cheng Peng, Pindroh A L. An improved calculation of gas properties at high temperatures air. In «Magnetohydrodynamics», Washington, Univ. Press., 1961. (Рус. перев: Вопр. ракетн., техн., 1962, № 12, стр. 3.)
3. Севастьянов Р. М., Здункевич М. Д. Электрическая проводимость воздуха в диапазоне температур от 1000 до 20000° К. Инж. ж., 1965, т. 5, вып. 2.
4. Здункевич М. Д., Беляев Ю. Н., Леонас В. Б. Расчет коэффициентов переноса диссоциирующего воздуха. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 6.
5. Кулик П. П., Ермохин Н. В. Вязкость, теплопроводность, электропроводность и критерий Прандтля воздуха в области термической ионизации. В сб. «Теплофизические свойства жидкостей и газов при высоких температурах и плазмы», т. 2, М. Стандартгиз, 1969.
6. Venet S., Yos Y. M., Knorr C. F., Morris Y., Bade W. L. AVCO/RAD — TR — 65—7, 1965.
7. Асиновский Э. И., Шабашов В. И. Экспериментальное исследование коэффициентов электропроводности и теплопроводности плазмы воздуха. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 2.
8. Lamb L., Shao-Chi Lin. Electrical conductivity of thermally ionized air produced in a shock tube. J. Appl. Phys., 1957, vol. 28, No. 7.
9. Альборн Ю., Винке Р. Определение вязкости плазмы угольной дуги в интервале температур 5000—10000° К. Вопр. ракетн. техн., 1962, № 9.
10. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
11. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
12. Spritzer L., Harm R. Transport phenomena in completely ionized gas. Phys. Rev., 1953, vol. 89, No. 5, p. 977.
13. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 200 до 6000° К и давлений от 0.00001 до 100 атмосфер), М., ВЦ АН СССР, 1962.
14. Ковальская Г. А., Севастьяненко В. Г., Соколова И. А. Термодинамические свойства воздуха при 12000—25000° К и 0.1—100 атм с учетом снижения потенциала ионизации. ПМТФ, 1972, № 1.
15. Devoto R. S. Transport properties of ionized monatomic gases. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 6.
16. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized argon. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 2.
17. Очерки физики, химии низкотемпературной плазмы. М., «Наука», 1971.
18. Kihara T., Aono O. Unified theory of relaxations in plasma I. Basic theorem. J. Phys. Soc. Japan, 1963, vol. 18, No. 6.
19. Osamu Aono. Various expressions of the kinetic equation for a plasma. Phys. Fluids, 1968, vol. 11, No. 2.
20. Ермохин Н. В., Ковалев Б. М., Кулик П. П., Рябый В. А. Экспериментальное исследование кулоновских взаимодействий в плотной плазме. Теплофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 4.
21. Соколова И. А. Интегралы столкновений ионизованных компонент воздуха для экранированного кулоновского потенциала. ПМТФ, 1971, № 5.
22. Jordan J. E., Colgate S. O., Amdur I., Mason E. A. Scattering of high-velocity neutral particles. XVII, Ar — O₂, Ar — N₂, Ar — CO. J. Chem. Phys., 1970, vol. 52, No. 3.
23. Соколова И. А. Интегралы столкновений компонент частично ионизованного воздуха. 3-я Всес. конференция по физике низкотемпературной плазмы, М., 1971; М., Изд-во МГУ, 1971.
24. Henry R. J. W. Elastic scattering from atomic oxygen and photodetachment from O. Phys. Rev., 1967, vol. 162, No. 1.
25. Neynaber R. H., Lawrence L. M., Rothe E. Z., Trujillo S. M. Low-energy electron scattering from atomic oxygen. Phys. Rev., 1963, vol. 123, No. 1.
26. Lander C. J. Low-energy electron scattering from atoms and molecules: a model. Phys. Rev., 1966, vol. 142, No. 1.
27. Neynaber R. H., Lawrence L. M., Rothe E. Z., Trujillo S. M. Low-energy electron scattering from atomic nitrogen. Phys. Rev., 1963, vol. 129, No. 5.
28. Golden D. E. Low-energy resonances in $e - N_2$ total scattering cross sections: the temporary formation of N₂. Phys. Rev. Letters, 1966, vol. 17, No. 16.

-
29. Salop A., Nakano H. H. Total electron scattering cross sections in O_2 and Ne. Phys. Rev., Ser. A, 1970, vol. 2, No. 1.
 30. Mason E. A., Vanderslice J. T. Elastic scattering of slow ions in gases. J. Chem. Phys., 1959, vol. 31, No. 3.
 31. Butler J. N., Brokaw R. S. Thermal conductivity of gas mixtures in chemical equilibrium. J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, No. 6. (Рус. перев.: Проблемы движения головной части ракет дальнего действия. М., Изд-во иностр. лит., 1959).
 32. Mason E. A., Monchik L. Heat conductivity of polyatomic and polar gases. J. Chem. Phys., 1962, vol. 36, No. 6.
 33. Mason E. A., Saxena S. C. Approximation formula for the thermal conductivity of gas mixture. Phys. Fluids, 1958, vol. 1, No. 5.
-