

ОБ ИОНИЗАЦИИ ГАЗА В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ И МОДЕЛИРОВАНИИ ЭТОГО ПРОЦЕССА В ЛАБОРАТОРНОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В. А. Горелов, А. С. Королев, В. С. Никольский

(Жуковский)

Режим вязкого ударного слоя (ВУС) при обтекании затупленных тел реализуется при числах Рейнольдса $Re_s = \rho_\infty u_\infty R / \mu_s \leq 10^3$. Здесь R — радиус затупления тела; μ_s — вязкость газа за ударной волной; ρ_∞, u_∞ — плотность невозмущенного газа и скорость полета (или скорость потока при обтекании тел в лабораторных условиях). При гиперзвуковых скоростях потока процессы возбуждения внутренних степеней свободы молекул, диссоциации и ионизации в вязком ударном слое существенно неравновесные.

Известно большое число работ, посвященных численному расчету термодинамического состояния газа и концентрации его отдельных компонентов (в том числе и концентрации электронов и ионов n_e, n_i) (см., например, библиографию в [1]). Расчеты проведены для различных конкретных условий полета летательных аппаратов и отличаются друг от друга модельным представлением задачи, формулировкой граничных условий, схемами и константами скоростей кинетических процессов, методами численного счета.

Из-за сложности воспроизведения явления в лабораторных условиях экспериментальные исследования ионизации газа в ВУС затруднены. Известны немногочисленные результаты измерения n_e в летных экспериментах [2, 3] и в гиперзвуковой ударной трубе [4].

При таких обстоятельствах представляется полезным обобщение имеющихся данных по ионизации газа в ВУС, установление соответствующей корреляционной зависимости и нахождение на этой основе возможностей моделирования явления в газодинамических установках. Для этой цели дополнительно проведены расчеты ионизации воздуха в ВУС около критической точки при достаточно широком диапазоне изменения газодинамических параметров поля течения и эксперименты в гиперзвуковой импульсной трубе.

1. Для согласования результатов различных исследований процессов ионизации в ВУС необходимо определить соответствующий корреляционный параметр. Рассмотрим упрощенную модель процесса ионизации воздуха в тонком ВУС в окрестности критической точки затупленного тела ($\delta \ll R$, δ — толщина ударного слоя, R — радиус затупления). Предположим, что все электроны, образующиеся в ВУС в результате ассоциативной ионизации, диффундируют к каталитической стенке и там рекомбинируют. Будем считать, что скорость ионизации в этом случае соответствует скорости ионизации воздуха за прямой ударной волной. Следуя [5], запишем распределение электронной концентрации за ударной волной в виде

$$n_e(y) = n_{ep} \varphi(\Lambda_i),$$

где n_{ep} — равновесное значение электронной концентрации за прямой ударной волной; y — координата поперек ударного слоя; функция $\varphi(\Lambda_i)$ рассчитана в [5] в зависимости от параметра $\Lambda_i \simeq R/u_\infty \tau_i$; τ_i — время ионизации за ударной волной (см., например, [5, 6]).

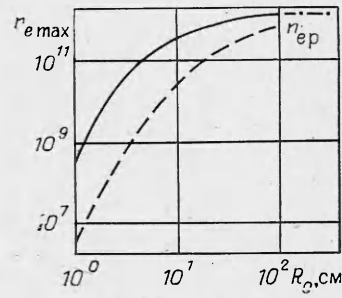
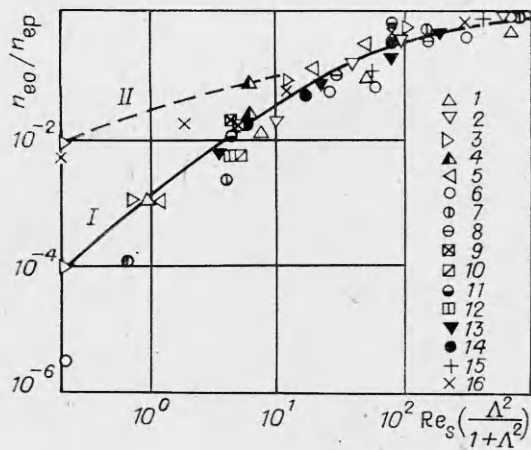
В рамках рассматриваемой модели для потока электронного компонента запишем соотношение

$$(1.1) \quad n_{ep} \varphi(\Lambda_i) u_\infty \varepsilon \simeq D_a \partial n_e / \partial y \sim D_a n_e / \delta,$$

где D_a — коэффициент амбиполярной диффузии; $\varepsilon = \rho_\infty / \rho_s$; ρ_s — плотность за ударной волной. Из (1.1) имеем

$$(1.2) \quad n_e / n_{ep} \sim Re_s \varphi(\Lambda_i) \varepsilon^2.$$

Упростим выражение (1.2). Непосредственной численной проверкой можно показать, что при $\Lambda_i \geq 0,1$ функция $\varphi(\Lambda_i)$ с приемлемой точностью опи-



Р и с. 2

Р и с. 1

сывается зависимостью $\varphi(\Lambda_i) \sim \Lambda_i^2 / (\Lambda_i^2 + 1)$. Окончательно вместо (1.2) получим при $\varepsilon \approx \text{const}$

$$n_e/n_{ep} \sim \text{Re}_s \Lambda_i^2 / (\Lambda_i^2 + 1).$$

Это соотношение не может, конечно, определять реальную зависимость отношения n_e/n_{ep} в ВУС от Re_s и Λ_i в широком диапазоне изменения параметра $K = \text{Re}_s \Lambda_i^2 / (\Lambda_i^2 + 1)$. Основная цель вышеприведенного, крайне упрощенного рассмотрения — выделение корреляционного параметра K . Критерием его пригодности может служить степень согласованности результатов определения n_e в ВУС при представлении их в виде зависимости $n_e/n_{ep} = f(K)$.

С использованием корреляционного параметра K обработаны результаты расчетов n_e в ВУС около критической точки, выполненных различными авторами, и данные измерений n_e в летных и лабораторных экспериментах. Результаты такой обработки представлены на рис. 1. Величины n_{ep} , соответствующие условиям расчетов или экспериментов, определялись по [7], значения n_e — в области максимума для расчетов ВУС около тел с каталитической поверхностью, величины Λ_i — с использованием τ_i из [5, 6]. Все результаты, приведенные на рис. 1, соответствуют случаю, когда при вычислении Re_s вязкость μ_s находилась по аппроксимационным формулам [8] для «совершенного газа».

В таблице дана расшифровка обозначений рис. 1 и газодинамических параметров, при которых проведены соответствующие расчеты и эксперименты. Отметим некоторые особенности постановки расчетных исследований. В [9] расчет n_e выполнен в приближении тонкого ВУС, пренебрегалось условиями скольжения на ударной волне, предполагалось, что колебательные степени свободы находятся в термодинамическом равновесии с поступательными и вращательными. В [10] рассматривается аналогичная кинетическая модель воздуха, но на скачке учитывается скольжение. Показано, что учет скольжения приводит к более высоким значениям n_e . Хорошее согласие между результатами летных и численных экспериментов наблюдалось в случае учета неравновесного возбуждения колебательных степеней свободы молекул в ВУС и условий скольжения на скачке [2]. В [11, 12] неравновесное течение в окрестности критической точки рассчитывалось на основе полных уравнений Навье — Стокса.

В данной работе проведены дополнительные расчеты n_e в рамках модели тонкого ВУС в широком диапазоне изменения u_∞ , R , H (или ρ_∞) при учете диссипативных процессов вязкости, теплопроводности и диффузии. Учитывалась колебательная релаксация молекул O_2 , N_2 и NO . Переносные свойства газовой смеси те же, что и в [14]. На ударной волне ставились модифицированные условия Рэнкина — Гюгонно (с учетом скольжения). Расчет выполнен конечно-разностным методом [15]. Рассматривались слу-

Номер таблицы рис. 1	Источник	H , км	v_{∞} , км/с	R , см
1	Данная работа	55	4,0	1—10
2	»	75	7,0	1—100
3	»	85	7,8	1—100
4	»	85—100	7,3	70
5	»	55—70	6,4—7,3	1
6	[9]	45—76	6,1	2,5
7	Равновесные колебания [2]	61—82	5,3	16
8	Неравновесные колебания [2]	61—82	5,3	16
9	[11]	69, 73	7,0; 7,9	1,7; 3
10	[13]	73	7,9	3
11	[12]	64,5; 73	7,9	3
12	[10]	69	7,0	3
13	Эксперимент [3]	70—85	7,53	15,2
14	Эксперимент [2]	60—80	5,3	16
15	Эксперимент в ударной трубе [4]			
16	Эксперимент в данной работе			

чаи абсолютно каталитической и некаталитической поверхностей с температурой $T_w = 10^3$ К.

Для примера на рис. 2 показаны результаты расчета n_e в моделях равновесных (штриховая кривая) и неравновесных (сплошная) колебаний ($u_{\infty} \approx 4$ км/с, $H = 55$ км, $R = 1—100$ см) при каталитической стенке. На рис. 1 видно, что результаты большинства расчетов и экспериментов, полученные в широком диапазоне изменения газодинамических параметров при каталитической стенке, удовлетворительно согласуются между собой при обработке результатов с привлечением параметра K . Заметно ниже усредненной «корреляционной кривой» I располагаются результаты расчетов без учета скольжения на скачке, а при $K < 50$ начинает проявляться влияние учета неравновесности колебаний и каталитических свойств поверхности (для последнего случая см. кривую II для полностью некаталитической стенки).

В [16] численно установлено, что при $u_{\infty} = 7—8$ км/с электронная концентрация в ВУС подчиняется закону бинарного подобия при $\rho_{\infty}R = \text{const}$ и $u_{\infty} = \text{const}$. Приближенное выполнение закона бинарного подобия в соответствующих условиях следует и из корреляционной зависимости на рис. 1, так как для параметра K бинарный закон подобия выполняется, а $n_{ep} \sim \rho_{\infty}$ при $u_{\infty} = 6—8$ км/с с достаточно хорошей точностью.

2. Моделирование ионизационных явлений при гиперзвуковом обтекании тел включает в себя выполнение законов подобия для газодинамического поля течения и кинетических процессов в нем. Газодинамическое моделирование равновесных течений, как известно, предполагает равенство в натуральных и лабораторных условиях основных критериев подобия и может быть осуществлено в некоторых гиперзвуковых аэродинамических трубах. Моделирование же кинетических процессов в поле течения реального газа, строго говоря, осуществить в имеющихся лабораторных установках невозможно, так как в большинстве случаев моделирование заменяется требованием воспроизведения скорости полета, реального пространственно-временного масштаба, состава и термодинамического состояния обтекающего газа. Однако иногда можно ограничиться частичным приближенным моделированием.

Степень неравновесности процессов ионизации можно характеризовать релаксационным параметром $\Lambda = t/\tau$, где t — характерное время

движения частиц газа в рассматриваемой области течения, τ — время ионизационной релаксации. При $\Lambda \gg 1$ течение равновесное, а при $\Lambda \ll 1$ — «заморожено» по процессам ионизации. Промежуточные значения Λ соответствуют неравновесному случаю.

В областях течения, где основным является процесс рекомбинации, $\Lambda \equiv \Lambda_r \simeq l/(u_\infty \tau_r)$ (l — характерный размер зоны рекомбинации около летательного аппарата или его модели, τ_r — характерное время рекомбинации). Как правило, $\tau_r \gg \tau_i$. Поэтому, если в аэродинамической установке в зонах торможения около модели воспроизводятся значения n_e и T , близкие к натурным, в зонах расширения потока (рекомбинации) воспроизвести значения $\Lambda_r \geq 1$ не удастся и можно моделировать течения только с «замороженной» рекомбинацией.

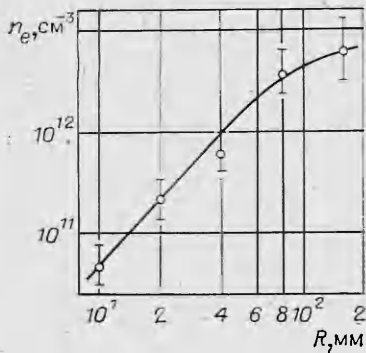
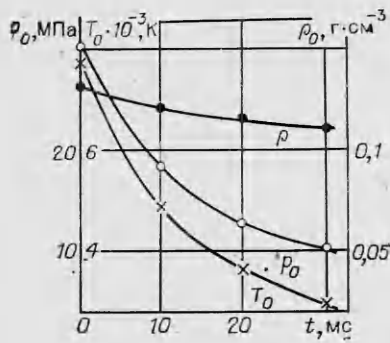
Степень влияния на процессы ионизации термодинамического состояния и состава газа в рабочей части установки определяется сравнением расчетных и измеренных значений n_e в критической точке модели. Однако провести расчет n_e в условиях эксперимента при сложном и неизвестном достаточно точно химическом составе неравновесного потока затруднительно.

Задача упрощается при использовании корреляционной зависимости $n_e/n_{ep} = f(K)$. Можно предположить, что, когда экспериментальная зависимость $n_e = f(R)$ в критической точке моделей согласуется с корреляционной зависимостью на рис. 1, в аэродинамической установке моделируются процессы ионизации в ВУС при выполнении условий газодинамического моделирования. В этом случае можно говорить о приближенном моделировании поля ионизации около летательного аппарата в условиях течения, «замороженного» по рекомбинации.

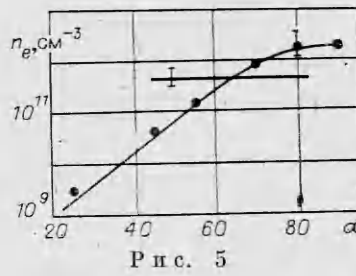
3. Экспериментальные исследования осуществлялись в модельных опытах, проводившихся в импульсной аэродинамической трубе (ИТ) [17]. В этой установке удается реализовывать гиперзвуковые течения газа с высокими значениями температуры и давления торможения. Рабочим газом служила смесь азота с воздухом с отношением парциальных давлений 10 : 1. Применение такой смеси позволило с использованием технологических преимуществ работы с азотом приблизить газовую смесь по кинетике процессов ионизации к воздуху [6]. Максимальные значения давления и температуры торможения составляли $p_0 = 3 \cdot 10^7$ Па, $T_0 = 7700$ К. Получение таких параметров газа в ИТ не представляет особой проблемы, однако удержание их в течение продолжительного времени невозможно ввиду интенсивного радиационного и конвективного теплообмена газа с холодными стенками разрядной камеры (рис. 3). Измерения уровня ионизации проводились в течение первых 5–10 мс, а к этому времени p_0 и T_0 имели еще достаточно высокие значения.

Для создания гиперзвукового потока использовалось коническое сопло с полууглом раствора $\theta = 5^\circ$ и относительной площадью выходного сечения $\bar{S} = 3,07 \cdot 10^4$. При указанных выше параметрах газа на входе в сопло течение в нем заметно отличается от равновесного. Проведенные расчеты показали, что колебания в азоте «замораживаются» в начальном участке сопла при температуре $T_v = (3-3,5) \cdot 10^3$ К, связывая $\sim 7\%$ от полной энергии газа. «Замороженная» степень диссоциации в рабочей части установки составляет $\sim 3\%$. Связанная энергия колебаний и диссоциации существенно влияет на параметры потока. Наиболее сильно отличается от равновесных значений статическая температура и, следовательно, число Маха потока M_∞ . В рассматриваемом режиме работы ИТ $M_\infty = 21$. Для сравнения укажем, что M_∞ , определенное для этих же условий в предположении равновесного течения, равно 15–16.

Неравновесность течения газа в сопле приводит к наличию в потоке свободных электронов. При этом измеренное значение $n_{e\infty} = 10^8$ см $^{-3}$ согласуется с соответствующим расчетом. При уровне равновесной концентрации электронов в критической точке модели $n_{e0} = 10^{13}$ см $^{-3}$ (см. ниже) и главенствующей роли механизма ассоциативной ионизации мож-

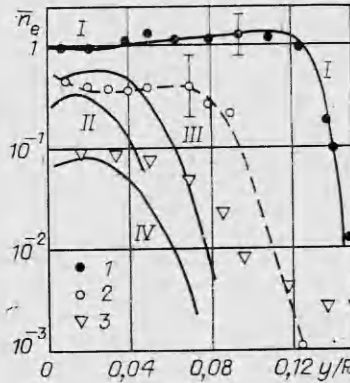


Р и с. 4



Р и с. 5

Р и с. 3



Р и с. 6

но предположить, что свободные электроны в потоке не окажут существенного влияния на процессы ионизации в ударном слое.

Для измерения n_e вблизи поверхности модели применялись одиночные цилиндрические зонды с диаметром $d_p = 0,1-0,5$ мм, длиной $l_p = 5$ мм. Зонды устанавливались на модели с помощью тонких изоляционных державок. Использовалась обычная схема питания зондов постоянным током. Напряжение питания $V_p = +4-15$ В. Зондовый сигнал поступал на вход дифференциальных усилителей, поднимающих уровень его до уровня чувствительности светолучевых регистраторов.

При обработке данных зондовых измерений использовались результаты экспериментального исследования особенностей функционирования зондов в потоке плазмы [18]. Согласно этим исследованиям, при измерении $n_{i,e}$ в области критической точки применялась упрощенная теория зонда в переходном режиме [19]. Значения $n_{i,e}$ определялись в ходе последовательных приближений. В качестве первого приближения использовалась формула Бома для бесстолкновительного режима зонда. В последующем приближении безразмерная плотность тока имеет вид

$$j = j_\infty j_0 / (j_\infty + j_0),$$

где j_∞ и j_0 — безразмерные плотности токов для свободномолекулярного и столкновительного режимов [19]. При этом длина свободного пробега ионов и электронов находилась расчетным путем. Предполагалось, что $T_i = T_e$. При измерениях n_i в сверхзвуковых зонах течения применялись результаты бесстолкновительной зондовой теории.

4. Рассмотрим результаты измерения концентрации электронов в ударном слое в области критической точки сферического затупления при различных числах Рейнольдса. Измерения проводились в ИТ при $M_\infty = 21$, $u_\infty = 4,5$ км/с, $\rho_\infty = 1,5 \cdot 10^{-7}$ г/см³. Числа Рейнольдса варьировались за счет изменения радиуса сферического затупления $R = 1-15$ см ($Re_\infty = (1,5-23) \cdot 10^3$). Полученные результаты представлены на рис. 4, где экспериментальные точки усреднены по пяти пускам.

Для представления этих экспериментальных результатов на корреляционной зависимости рис. 1 рассчитаны соответствующие значения Re_s , Λ_i и K . При расчете Λ_i время ионизации τ_i в газовой смеси находилось по данным [6]. На рис. 1 результаты экспериментов в ИТ обозначены цифрой 16. Видно, что наблюдается хорошее согласие с корреляционной кривой I при $K \geq 10$. При меньших значениях K результаты экспериментов лучше согласуются с корреляционной зависимостью для абсолютно некаталитической изоляционной стенки, что и следовало ожидать, так как сферическое затупление изготовлено из оргстекла.

Неравновесный характер ионизации газа в ВУС при малых Re приводит к интересным эффектам в ударном слое около тел, обтекаемых под углом атаки; в частности, может оказаться, что концентрация электронов в ударном слое на наветренной стороне превысит значение n_e в области критической точки. На рис. 5 показана полученная экспериментально зависимость n_e от угла атаки в некоторых точках на наветренной стороне тела, близкого по форме к притупленному эллиптическому конусу; горизонтальной прямой обозначен уровень электронной концентрации в области критической точки при $\alpha = 50^\circ$, кривой — значения n_e в точке, расположенной в плоскости симметрии на расстоянии $x/L = 0,8$ (L — длина модели, $Re_L = 2,7 \cdot 10^4$). Видно, что при $\alpha > 60^\circ$ значения n_e в области с $x/L = 0,8$ превышают значение n_e в критической точке.

Толщина ударного слоя на наветренной стороне такого тела возрастет вдоль хорды и может значительно превысить толщину ВУС в критической точке. Это обстоятельство при неравновесном характере ионизации может привести к тому, что при больших углах атаки концентрация электронов в ударном слое будет возрастать вдоль хорды и превысит значение n_e в области критической точки. При меньших значениях Re этот эффект выражается еще более отчетливо.

На рис. 6 показано распределение относительной концентрации электронов $n_e = n_e/n_{ep}$ поперек ударного слоя в области критической точки: I — результаты экспериментов по измерению n_e в невязком ударном слое около сферической модели ($R = 5$ см) в ИТ ($M_\infty = 14$, $\rho_\infty = 4 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $Re_\infty \simeq 5 \cdot 10^3$), кривая I — расчет n_e в слое для условий, соответствующих экспериментальным, точки 2 — результаты экспериментов в ИТ при $R = 8$ см, $M_\infty = 21$, $\rho_\infty = 1,5 \cdot 10^{-7}$ г/см³, $Re_\infty = 1,2 \cdot 10^4$ и $K \simeq 100$. Фронт нарастания n_e показан условно. Кривая II — расчет n_e по теории тонкого ВУС, а кривая III — по [12] (расчет на основе уравнений Навье — Стокса) при близких значениях параметра K . Цифрой 3 обозначены экспериментальные результаты [4], полученные в гиперзвуковой ударной трубе при $M_\infty = 13$, $\rho_\infty = 1,8 \cdot 10^{-7}$ г/см³, $u_\infty = 4,5$ км/с, $Re_\infty = 3,2 \cdot 10^3$, $K \simeq 60$. Кривая IV — расчет по теории тонкого ВУС без учета концентрации электронов в набегающем потоке, уровень которой в этом случае довольно высок ($n_{e\infty} = 10^{10}$ см⁻³). Эти данные позволяют составить представление о том, как по мере уменьшения Re и перехода в режим ВУС изменяется форма профиля электронной концентрации поперек ударного слоя.

Отметим, что при хорошем согласии максимальных значений n_e , получаемых в расчетах и экспериментах, профиль n_e , регистрируемый экспериментально, оказывается более «наполненным». Лучшее согласие между распределением n_e из [4] и расчетом получено в [13] при учете значений $n_{e\infty}$ в набегающем потоке. Но для результата, полученного в ИТ при $K = 100$, учет $n_{e\infty}$ из-за малости этой величины ситуацию не изменяет.

Отмеченное расхождение между расчетным и экспериментальным профилем n_e требует, по-видимому, дополнительных теоретических и экспериментальных исследований процессов неравновесной ионизации в вязком ударном слое.

Авторы выражают благодарность М. К. Гладышеву за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неравновесная ионизация при движении гиперзвуковых летательных аппаратов. Обзор ОНТИ ЦАГИ, 1977, № 527.
2. Hayes D. T. Electrostatic probe measurements of flow field characteristics of a blunt body reentry vehicle. AIAA Paper, 1972, N 72—694.
3. Huber P. W., Evans J. S., Schexnayder C. J. Comparison of theoretical and flight-measured ionization in a blunt body reentry flow field. AIAA Paper, 1970, N 70—756.
4. Kaegi E. M., McMenamin D. L. Measured and predicted air ionization in blunt body shock layers. AIAA Paper, 1969, N 69—81.
5. Полянский О. Ю., Саяпин Г. Н. Неравновесная концентрация электронов за ударной волной и около затупленных тел в гиперзвуковом потоке воздуха.— Учен. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4.
6. Schafer J. H., Frohn A. Ionization behind shock waves in nitrogen-oxygen mixtures.— AIAA J., 1972, v. 10, N 8.
7. Мартин Дж. Вход в атмосферу. М.: Мир, 1969.
8. Гусев В. Н., Провоторов В. П. К моделированию гиперзвуковых течений разреженного газа в аэродинамических трубах.— Тр. ЦАГИ, 1981, вып. 2111.
9. Blottner F. G. Viscous shock layer at the stagnation point with nonequilibrium air chemistry.— AIAA J., 1969, v. 7, N 12. Рус. пер.— Ракетн. техника и космонавтика, 1969, № 12.
10. Adams J. C. Shock slip analysis of merged layer stagnation point air ionization.— AIAA J., 1970, v. 8, N 5. Рус. пер.— Ракетн. техника и космонавтика, 1970, № 5.
11. Kumar A., Jain A. C. Nonequilibrium merged stagnation shock layers at hypersonic speeds.— Int. J. Heat and Mass Transfer, 1975, v. 18, N 10.
12. Withoff G. F., Victoria K. J. On a solution of the unsteady Navier — Stokes equations including multicomponent finite rate chemistry.— Computers and Fluids, 1973, v. 1, N 2.
13. Dellinger T. C. Computation of nonequilibrium merged stagnation shock layers.— AIAA J., 1971, v. 9, N 2. Рус. пер.— Ракетн. техника и космонавтика, 1971, № 2.
14. Воронкин В. Г. Неравновесный вязкий ударный слой на притупленных конусах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 6.
15. Никольский В. С. Методика расчета неравновесных вязких течений при гиперзвуковом обтекании затупленных тел.— Тр. ЦАГИ, 1980, вып. 2043.
16. Гусев В. Н., Провоторов В. П., Рябов В. В. О роли физико-химических процессов в задачах моделирования гиперзвуковых течений разреженного газа.— Учен. зап. ЦАГИ, 1981, т. 12, № 4.
17. Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
18. Горелов В. А., Кильдюшова Л. А., Чернышев В. М. Об измерении ионизации воздуха за сильными ударными волнами.— ТВТ, 1983, т. 21, № 3.
19. Чан П., Тэлбот Л., Турян К. Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме. М.: Мир, 1978.

Поступила 30/VII 1984 г.