

ВЛИЯНИЕ ГАЗООБРАЗНЫХ ПРОДУКТОВ РАЗРУШЕНИЯ
ТЕПЛОЗАЩИТНОГО ПОКРЫТИЯ НА ТЕПЛООБМЕН
В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ
ЗАТУПЛЕННОГО ТЕЛА

Л. М. БИБЕРМАН, С. Я. БРОНИН, М. В. БРЫКИН,
А. Х. МНАЦАКАНЯН

(Москва)

При гиперзвуковом движении затупленного тела в плотных слоях атмосферы поверхность тела подвергается интенсивному нагреву и разрушению. Продукты разрушения теплозащитного покрытия поступают в потоки газа, обтекающего тело, изменяя его физические свойства, влияя на структуру течения и теплообмен.

При сравнительно небольших скоростях абляции (слабый вдув) смешивание паров теплозащитного покрытия с набегающим потоком происходит в пограничном слое. Этот случай подробно исследован в [1, 2]. Вполне реальные и более тяжелые режимы, когда интенсивность разрушения столь велика (сильный вдув), что пары покрытия оттесняют пограничный слой от поверхности тела. В этом случае вблизи поверхности возникает вязкий слой паров, за которым следует сравнительно узкий слой смеси паров и обтекающего газа. В условиях сильного вдува поверхность тела воспринимает лишь радиационные потоки тепла, конвективный поток отсутствует. Режим сильного вдува исследовался в [3-11]. Результаты этих работ получены, как правило, лишь для сравнительно узких диапазонов параметров и для различных теплозащитных покрытий. Все это затрудняет их сопоставление и установление общих закономерностей.

В настоящей работе рассмотрен теплообмен в окрестности критической точки в условиях сильного вдува. Результаты получены для движения в атмосфере Земли в достаточно широком диапазоне параметров. Анализ результатов данной работы, а также [3-11], позволил установить общие закономерности, справедливые для весьма широкого круга теплозащитных покрытий.

1. Постановка задачи. Система уравнений. Предполагается, что слой смеси паров покрытия и воздуха можно заменить контактной поверхностью (принятая в литературе «двухслойная» модель). В такой постановке течение в ударном слое и в слое паров можно рассматривать независимо. Это обстоятельство позволяет воспользоваться для ударного слоя результатами [12-15], где рассматривалась задача о теплообмене при гиперзвуковом обтекании в отсутствие вдува.

Теплофизические свойства покрытия характеризовались эффективной энтальпией испарения H_* . Скорость испарения определялась в процессе решения в зависимости от воспринимаемого телом потока излучения. Химический состав покрытия влиял на радиационные характеристики слоя паров (см. ниже).

При описании поля течения используется ортогональная система координат y, θ , связанная с поверхностью тела: y — расстояние по нормали от поверхности, θ — угол между осью течения и нормалью.

Система уравнений, описывающих течение излучающего газа в окрестности критической линии, имеет вид

$$r \frac{d\rho v}{dy} + 2(\rho u + \rho v) = 0, \quad \frac{dP}{dy} = 0$$

$$(1.1) \quad r \frac{dP_1}{dy} - 2\rho u^2 = 0, \quad r\rho v \frac{du}{dy} + \rho u^2 + \rho uv + P_1 = 0$$

$$\rho v \frac{dh}{dy} + Q_R = 0, \quad r = R + y, \quad P_1 = \left. \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} \right|_{\theta=0}$$

Здесь ρ , v , h , P — плотность, нормальная составляющая скорости, энтальпия и давление, Q_R — дивергенция радиационного потока на критической линии, R — радиус затухания в критической точке, u — производная касательной составляющей скорости по угловой координате в окрестности $\theta=0$. Граничные условия на поверхности тела и на контактной поверхности

$$(1.2) \quad y=0, h=h_w, (\rho v) = (\rho v)_w = (q_w - \sigma T_w^4)/H_w, u=0$$

$$y=\Delta, \rho v=0, P=P_e, P_1=P_{1e}$$

Здесь q_w — падающий на тело радиационный поток, σT_w^4 — собственное излучение поверхности тела, индексы w и e относятся к величинам на теле и на контактной поверхности, параметры Δ и $(\rho v)_w$ определяются в процессе решения.

Система уравнений (1.1) может быть легко получена из системы уравнений Эйлера, если ограничиться только главными членами разложения всех величин по степеням θ в окрестности критической линии тока $\theta=0$ и пренебречь в уравнениях членами порядка α^2 , где

$$(1.3) \quad \alpha^2 = \rho_w v_w^2 / P_e$$

(В рассматриваемых режимах движения $\alpha^2 \ll 10^{-4}$.)

2. Термодинамические и оптические свойства газообразных продуктов разрушения поверхности. В качестве теплозащитного покрытия в настоящей работе рассматривался материал, в состав которого входили в основном элементы С, О, Н. Кроме того, в небольших количествах присутствовали некоторые другие легкоионизирующиеся компоненты. Расчеты термодинамических свойств и состава газообразных продуктов разрушения выбранного материала проводились согласно методике, изложенной в [16]. Равновесный состав слоя паров использовался при определении его оптических свойств.

В расчет коэффициента поглощения были включены следующие процессы:

1) фотоионизация высоковозбужденных атомов и свободно-свободные переходы в полях ионов (учитывались согласно [17]); 2) свободно-свободные переходы в полях нейтралов (учитывались согласно [18]);

3) фотоионизация атомов основных или низколежащих уровней (использовались индивидуальные экспериментальные и расчетные сечения);

4) непрерывное поглощение в вакуумном ультрафиолете молекулами C_2 , CO , H_2 , C_2H_2 (использовались сечения, измеренные в холодном газе);

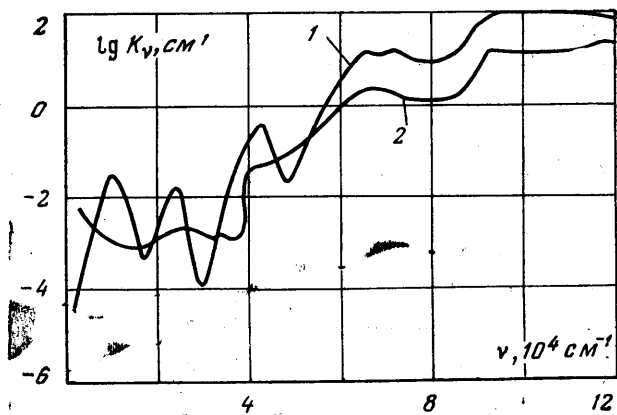
5) поглощение в системах полос двухатомных молекул (расчет велся согласно методике, изложенной в [19]);

6) поглощение многоатомными молекулами C_3 , C_2H_2 , C_2H (оценка велась согласно методике и исходным данным, приведенным в [20]).

Методы [19, 20] дают аналитические выражения для сечений, сглаженных по колебательно-вращательной структуре. Всего было учтено 20 систем полос.

Спектральные линии атомов не учитывались. Оценки показали, что при сравнительно низких температурах, характерных для слоя паров, вкладом линий можно пренебречь.

В используемой модели течения предполагается, что поглощение либо излучение газа, находящегося в отошедшем пограничном слое, не вносит заметного вклада в суммарный радиационный поток. Проведенные оценки показали, что в условиях сильного вдува температура газа в пограничном слое достаточно высока. Концентрация компонент, образу-



Фиг. 1

щихся в результате смешения продуктов абляции с набегающим воздухом, которых нет ни в ударном слое, ни в слое паров (например, CN), оказывается малой, и они не создают заметного дополнительного излучения или поглощения. Кроме того, как будет показано ниже, проведенные расчеты достаточно хорошо согласуются с результатами других авторов, которые решали аналогичную задачу, учитывая наличие пограничного слоя [7-11], что служит дополнительным подтверждением возможности замены зоны смешения контактной поверхностью.

На фиг. 1 в качестве примера показан коэффициент поглощения газообразных продуктов абляции при $P=1$ атм, $T=3000^\circ\text{K}$ (кривая 1), $T=7000^\circ\text{K}$ (кривая 2).

3. Метод и результаты решения. При расчете лучистого потока реальный слой паров заменялся плоским слоем толщиной Δ и с таким же распределением параметров, как на оси течения. Решение системы уравнений (1.1) с граничными условиями (1.2) строится обычно итерационным методом, причем в каждой итерации величина $Q_R(y)$ считается заданной функцией координаты (находится из предыдущего приближения). В такой итерационной процедуре сходимость последовательных приближений достаточно быстрая, поэтому использовалась другая итерационная процедура, в которой из предыдущего приближения определялась не вся величина Q_R , а только ее часть, связанная с потоком, идущим в направлении к поверхности тела. Величина Q_R в последнем из уравнений (1.1) представлялась в виде

$$Q_R(y) = \Delta Q_R(y) + 2\pi \int_0^\infty k_\nu(y) d\nu \left\{ 2B_\nu(T(y')) - \right. \\ \left. - B_\nu(T_w) E_2 \left(\int_0^y k_\nu dy' \right) - \int_0^y B_\nu(T(y')) E_1 \left(\int_y^{y'} k_\nu dy'' \right) k_\nu(y') dy' \right\}$$

Здесь k_ν — спектральный коэффициент поглощения, B_ν — функция Планка

Величина $\Delta Q_R(y)$ зависит от значений параметров течения при $y' > y$. В каждой итерации эта величина определялась по параметрам течения, полученным в предыдущем приближении. При заданной величине $\Delta Q_R(y)$

ρ_∞/ρ_0	$0.3 \cdot 10^{-4}$			10^{-4}			$0.3 \cdot 10^{-3}$		
	$R, \text{ м} = 0.3$	1	3	0.3	1	3	0.3	1	3
12					0.15	0.25	0.38	0.68	1.2
14				0.26	0.37	0.65	0.94	1.8	2.8
16				0.47	0.72	1.2	1.9	3.1	4.5
18	0.18	0.25	0.38	0.70	1.3	2.1	3.0	5.5	8.0

ρ_∞/ρ_0	10^{-3}			$0.3 \cdot 10^{-2}$			10^{-2}		
	0.3	1	3	0.3	1	3	0.3	1	3
12	1.4	2.9	4.9	4.5	9.6	17	16	28	44
14	4.0	6.9	11	12	24	34			
16	8.4	12	18						
18									

для уравнения энергии формулировалась задача Коши с начальными условиями на поверхности тела. Использование такой итерационной процедуры позволило значительно ускорить сходимость последовательных приближений. Полная сходимость достигалась, как правило, после 5–6 итераций. Более подробно метод расчета будет изложен в отдельном сообщении.

Вычисления проводились в диапазоне параметров $v_\infty = 12–18$ км/сек, отношение плотности набегающего потока воздуха к нормальной $\rho_\infty/\rho_0 = 10^{-4}–10^{-2}$, радиус кривизны затупления $R = 0.3–3$ м.

Как и следовало ожидать, распределения термодинамических параметров в слое сжатого воздуха практически не отличались от полученных ранее в предположении отсутствия вдува [12–15]. Поэтому эти данные не приводятся. Однако данные по аэродинамическому нагреву существенно зависят от вдува. Как указывалось выше, при сильном вдуве пограничный слой оттесняется от поверхности тела, вследствие чего конвективный поток оказывается пренебрежимо малым. Значения радиационного потока на разрушающейся поверхности в $\text{квт}/\text{см}^2$ приведены в таблице.

Сравнение данных таблицы с результатами, полученными без учета вдува [12–15], показывает, что в условиях сильного вдува радиационные потоки на тело существенно меньше, т. е. слой паров частично экранирует поверхность тела от потоков, идущих от высокотемпературного слоя воздуха. Представляет интерес выяснение механизма экранирования.

На фиг. 2 представлено типичное спектральное распределение радиационного потока, падающего на контактную поверхность (сплошная линия) и на поверхность тела (пунктир), усредненное по сравнительно малым спектральным интервалам ($v_\infty = 18$ км/сек, $\rho_\infty/\rho_0 = 0.3 \cdot 10^{-3}$, $R = 1$ м). Из фигуры видно, что внешний поток можно условно разделить на две части с граничной частотой $\nu_0 \sim 6 \cdot 10^4$ см $^{-1}$: длинноволновую, для которой слой паров почти прозрачен, и коротковолновую, практически поглощаемую слоем паров.

Таким образом, радиационный поток, падающий на поверхность тела, в условиях сильного вдува практически равен длинноволновой части потока, излучаемого слоем высокотемпературного воздуха.

Этот результат не является специфическим для рассмотренного покрытия. Теплозащитные покрытия, как правило, содержат некоторое количество веществ с энергией ионизации, меньшей чем у компонент воздуха. В результате в спектре паров содержатся ионизационные континуумы и молекулярные полосы, определяющие сильное поглощение коротковолновой части излучения ударного слоя. При достаточно сильном вдуве эта составляющая излучения ударного слоя почти полностью экранируется.

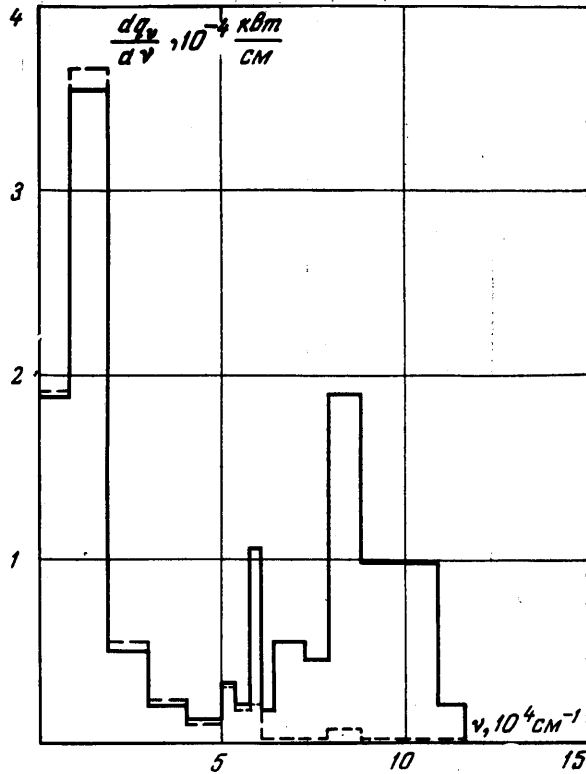
В [10] рассматривалось обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком излучающего газа. Учитывался вдув газа сквозь пористую поверхность обтекаемого тела, причем интенсивность вдува не зависела от величины теплового потока на тело (искусственный вдув, а не испарение покрытия). Предполагалось, что спектр поглощения вдуваемого газа подобен спектру воздуха и отличается лишь не зависящим от частоты коэффициентом. Результаты [10] свидетельствуют, что и в этом случае имеет место экранирование коротковолновой части излучения сжатого слоя (воздух поглощает излучение воздуха). Следует отметить, что подобная экранировка может отсутствовать, если осуществляется искусственный вдув газа, спектр поглощения которого начинается лишь в дальней ультрафиолетовой области (например, гелия).

Если эти соображения верны, то расчет аэродинамического нагрева в окрестности критической точки при наличии сильного вдува оказывается весьма простым: достаточно вычислить плотность потока энергии переносимого длинноволновой областью спектра, излучаемого сжатым слоем чистого воздуха.

Такие данные были получены авторами ранее. Искомую величину можно с приемлемой точностью аппроксимировать выражением

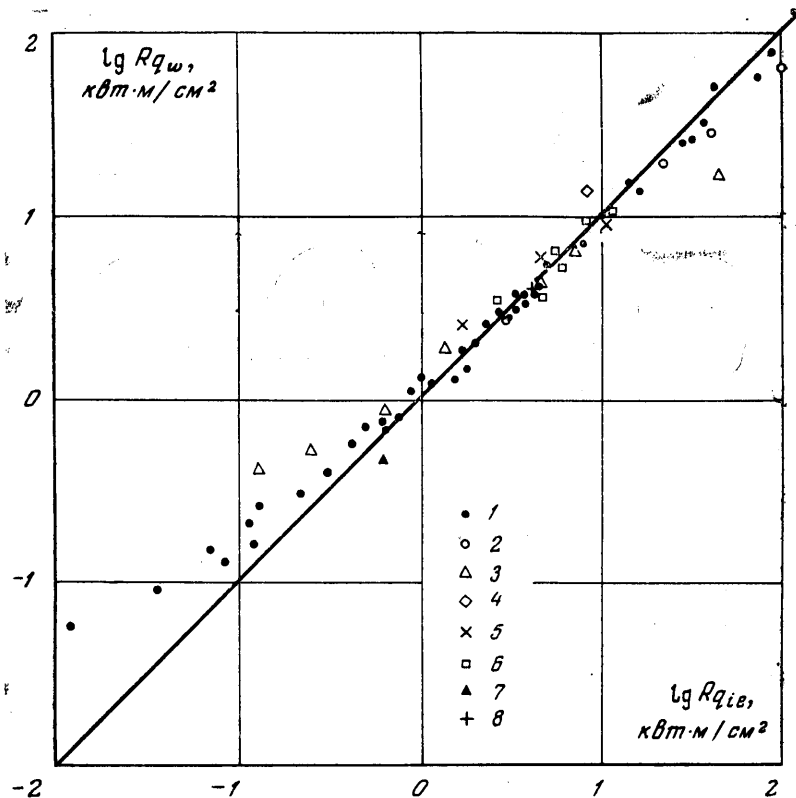
$$(3.1) \quad \frac{q_{1e}}{q^*} = \left(\frac{\rho}{\rho^*} \right)^n \left(\frac{R}{R^*} \right)^m \left(\frac{v}{v^*} \right)^l$$

где $n=1.4-0.2 \lg \rho/\rho^*$; $m=0.6-0.2 \lg \rho R/\rho^* R^*$; $l=5.5-10 \lg v/v^*$; $q^*=1.7 \text{ квт/см}^2$; $\rho^*=0.3 \cdot 10^{-3} \rho_0$; $R^*=1 \text{ м}$; $v^*=14 \text{ км/сек}$.



Фиг. 2

На фиг. 3 по горизонтальной оси отложены значения $\lg Rq_{ie}$, вычисленные согласно (3.1); по вертикальной оси — значения $\lg Rq_w$, вычисленные по данным различных авторов для соответствующих значений ρ_∞ , v_∞ , R : точки 1 — настоящая работа; 2 — [3-5]; 3 — [6]; 4 — [7]; 5 — [8]; 6 — [9]; 7 — [10]; 8 — [11]. Как видно из фиг. 3, подавляющее большинство точек с хорошей точностью группируется вблизи прямой, соответствующей



Фиг. 3

отмеченному выше равенству $q_w = q_{ie}$, несмотря на то что в указанных работах рассматривались весьма различные покрытия.

Следует отметить, что авторы работ, использованных при построении фиг. 3, не всегда вполне адекватно вычисляли оптические свойства воздуха и паров покрытия. Это обстоятельство послужило дополнительным фактором разброса точек на фиг. 3. Так, например, в [6] для компенсации ряда неучтенных систем полос молекул паров покрытия произвольно увеличено в 10 раз сечение поглощения полосы Свана молекулы C_2 . Этим, по-видимому, объясняется сравнительно сильное отклонение одной из точек, взятой из [6] ($\lg Rq_{ie} = 1.65$). На фиг. 3 наблюдается систематическое расхождение данных при малых радиационных потоках. Это область относительно слабого вдува, при котором слой паров не полностью экранирует коротковолновую часть излучения высокотемпературного воздуха. При слабых вдувах установленная в данной работе закономерность не выполняется. Более того, как было показано в [1, 2], при слабых вдувах собственное излучение паров покрытия может перекрывать их экранирующее действие, что приводит к общему увеличению радиационного потока на обтекаемую поверхность.

Толщина слоя паров при заданном значении плотности теплового потока, воспринимаемого покрытием, зависит от радиуса кривизны затупления. Выбор координат $\lg Rq_{1e}$ и $\lg Rq_w$ позволил унифицировать эту зависимость, поскольку, как будет показано ниже, произведение Rq_w определяет оптическую глубину слоя паров в коротковолновой части спектра.

Результаты, представленные на фиг. 3, позволяют предложить достаточно общий метод расчета аэродинамического нагрева в окрестности критической точки при наличии сильного вдува: использовать решение задачи без вдува и считать, что радиационный поток, падающий на тело, равен длинноволновой части потока, излучаемого сжатым слоем чистого воздуха.

Индивидуальность покрытий проявляется также в механизме абляции и в значениях эффективной энтальпии этого процесса. Однако на отмеченную выше закономерность эти факторы практически не влияют. Достаточным является образование слоя паров с оптической плотностью порядка нескольких единиц, экранирующего коротковолновую часть излучения горячего воздуха. Дальнейшее увеличение толщины почти ничего не изменит. Таким образом, указанные особенности покрытий, и в частности скорость испарения при заданном радиационном потоке, влияют лишь на границу области параметров, в которой можно пользоваться предложенным выше методом расчета.

Аналогичные рассуждения можно провести относительно радиационных свойств поверхности тела. Если поверхность не черная, как это предполагалось в проведенных расчетах, то изменится лишь скорость абляции и сдвинется граница области применимости предлагаемого приближения. Отметим, что, как показали проверочные расчеты, отраженное излучение почти не влияет на картину течения.

Рассмотрим теперь условия применимости предлагаемого приближения. Очевидно, что для выполнения равенства $q_w = q_{1e}$ необходимо, чтобы оптическая глубина τ_2 слоя паров в коротковолновой части спектра была больше единицы. Оценим величину τ_2 равенством

$$\tau_2 \approx \sigma_R n^* \Delta$$

где σ_R — характерное сечение поглощения в коротковолновой части спектра, $n^* = P/kT^*$ — среднее значение концентрации в слое паров, k — постоянная Больцмана. Для толщины слоя Δ справедлива оценка

$$\Delta \approx \alpha R = R \left(\frac{\rho_w v_w^2}{P_e} \right)^{1/2} = R \rho_w v_w \left(\frac{kT_w}{m} \right)^{1/2} / P_w$$

Здесь использовано соотношение $\rho_w = mP_w/kT_w$ (m — средняя масса молекулы газа).

Подставляя эту оценку в выражение для τ_2 и учитывая, что $\rho_w v_w \approx q_w/H^*$, получим требуемое условие в виде

$$(3.2) \quad \tau_2 \approx \frac{\sigma_R}{kT^* H^*} \left(\frac{kT_w}{m} \right)^{1/2} Rq_w > 1$$

или, полагая $T^* \sim T_w \sim 2000^\circ \text{K}$, $H^* \sim 10^{11} \text{ эрг/г}$ и $\sigma_R \sim 10^{-17} \text{ см}^2$ $\tau_2 \approx 5Rq_w > 1$ где величина R в м, а q_w в квт/см^2 .

Напомним, что в настоящей работе использовалась модель «сильного вдува», т. е. предполагалось, что толщина пограничного слоя Δ_1 намного меньше толщины невязкого слоя паров Δ . Это предположение приводит к следующему ограничению снизу на интенсивность вдува:

$$(3.3) \quad (\rho v)_w \varepsilon \sqrt{\text{Re}} / (\rho v)_\infty \gg (\varepsilon \rho_w / \rho_s)^{1/2}$$

где $\text{Re} = \rho_s R v_\infty / \mu_s$, $\varepsilon = \rho_\infty / \rho_s$, μ_s , ρ_s — вязкость и плотность в ударном слое.

Интересно, что условие применимости предложенного приближения для радиационного потока (3.2) в некотором смысле совпадает с условием применимости «двухслойной» модели течения. Именно, учитывая оценку $\Delta_1 \approx R/\sqrt{Re}$, нетрудно показать, что величины τ_2 , Δ и Δ_1 связаны соотношением

$$\tau_2 = \frac{\varepsilon}{C_{Rw}} \frac{2\sigma_R \mu_s H}{kT^*} \left(\frac{m}{kT_w} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta}{\Delta_1} \right)^2 = a \left(\frac{\Delta}{\Delta_1} \right)^2$$

где $C_{Rw} = 2q_w / \rho_\infty v_\infty^3$.

Полагая $\mu_s \sim 2 \cdot 10^{-3}$ г/см·сек и учитывая, что в рассматриваемых условиях $\varepsilon/C_{Rw} \gg 1$, получим $a \approx 0.3$. Таким образом, всюду, где применима модель сильного вдува ($\Delta \gg \Delta_1$), справедливо предложенное приближение для радиационного потока.

Поступила 6 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Влияние продуктов уноса массы на теплообмен при разрушении графита в излучающей воздушной плазме. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 1.
2. Карасев А. Б., Кондранин Т. В. Лучистый теплообмен в окрестности критической точки при наличии вдува в пограничный слой продуктов уноса массы. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 5.
3. Мирский В. Н., Стулов В. П. Лучистый теплообмен головной части тела при интенсивном испарении. Изв. АН СССР, МЖГ, 1975, № 2.
4. Мирский В. Н., Стулов В. П. Течение излучающего газа около затупленного тела при интенсивном испарении. Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, № 1.
5. Стулов В. П., Мирский В. Н. Коэффициенты лучистого теплообмена при обтекании тел в режиме сильного испарения. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, 1975, № 41.
6. Чин. Перенос излучения при течении в окрестности передней критической точки с учетом влияния излучения в линиях и слоя продуктов абляции. Ракетная техника и космонавтика, 1969, т. 7, № 7.
7. Wilson K. H. Massive blowing effects on viscous, radiating, stagnation — point flow. AIAA paper, 1970, No. 203.
8. Smith G. L., Suttles J. T., Sullivan F. M., Graves R. A. Viscous radiating flow field on an ablating blunt body. AIAA paper, 1970, No. 218.
9. Энджел, Фармер, Пайк. Вязкий гиперзвуковой сжатый слой при наличии излучения и абляции. Ракетная техника и космонавтика, 1973, т. 11, № 8.
10. Румынский А. Н., Чуркин В. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 6.
11. Хосидзаки, Лэшер. Конвективный и лучистый теплообмен на поверхности тела с уносом массы. Ракетная техника и космонавтика, 1968, т. 6, № 8.
12. Биберман Л. М., Бронин С. Я. К теории нагрева при гиперзвуковом обтекании. Докл. АН СССР, 1968, т. 182, № 3.
13. Белоцерковский О. М., Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н., Фомин В. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел гиперзвуковым потоком газа с учетом переноса излучения. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, № 3.
14. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Обтекание и нагрев затупленных тел при входе в атмосферу. Тр. Секции по численным методам в газовой динамике 2-го Международного colloquiuma по газодинамике взрыва и реагирующих систем, т. 3. Новосибирск, 1969. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1973.
15. Биберман Л. М., Бронин С. Я., Лагарьков А. Н. Радиационно-конвективный теплообмен при гиперзвуковом обтекании затупленного тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 5.
16. Окулов Б. А., Семенов А. М. Расчет состава и термодинамических свойств гетерогенных химически реагирующих систем, в которых возникают безразличные состояния. Теплофизика высоких температур, 1974, т. 12, № 2.
17. Биберман Л. М., Норман Г. Э. Непрерывные спектры атомарных газов и плазмы. Усп. физ. н., 1967, т. 91, вып. 2.
18. Касьянов В. А., Старостин А. Н. К теории тормозного излучения медленных электронов на атоме. ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 1.
19. Белевцев А. А., Мнацаканян А. Х. Приближенный метод вычисления сечений фотопоглощения двухатомных молекул. Оптика и спектроскопия, 1977, т. 42, № 1.
20. Main R. P., Bauer E. Equilibrium opacities and emissivities of hydrocarbon-air mixtures at high temperatures. J. Quant. Spectroscop. and Radiat. Transfer, 1967, vol. 7 No. 4.