

О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ
С РАЗРУШАЮЩИМСЯ СТЕКЛОВИДНЫМ МАТЕРИАЛОМ

А. С. СЕНЧЕНКОВ

(Москва)

Рассматривается разрушение стекловидного полупрозрачного материала в критической точке в потоке излучающего газа. Исследуется влияние на скорость разрушения неопределенности эффекта взаимодействия излучения с газообразными продуктами разрушения и спектрального распределения плотности потока излучения газа относительно окна полупрозрачности материала.

Дается также оценка погрешности серого приближения при расчете разрушения материалов с окном полупрозрачности.

1. Разрушение полупрозрачного стекловидного тела в потоке излучающего газа описывается в безразмерном виде системой уравнений и граничными условиями [1]

$$(1.1) \quad m\varphi''(s) = L\Psi_\tau + Ps \\ \varphi(0) = \varphi_0, \quad \varphi'(\infty) = 0$$

$$(1.2) \quad N\theta'(s) + \Phi[\theta(s) - \theta_\infty] - 2R_0Q_r\Psi_r E_3(s) + \frac{R_1}{2} \int_0^\infty K(s, \xi)\theta^4(\xi) d\xi = 0,$$

$$\Phi = \varphi(\infty)$$

$$(1.3) \quad K(s, \xi) = E_2(|s - \xi|) \operatorname{sign}(\xi - s) + \rho_1 E_2(s + \xi) - 2R_2 E_3(s) E_2(\xi) \\ - N\theta'(0) = Q_h \Psi_h - \varphi_0 H$$

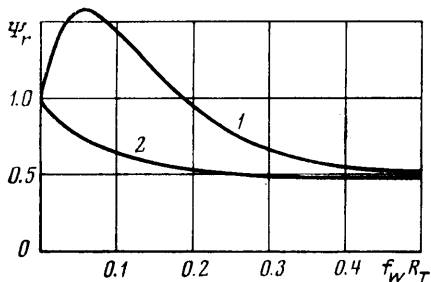
Здесь s — оптическая координата; φ — функция тока; θ — температура; Φ — скорость разрушения; L, P — параметры, характеризующие градиент напряжения трения и вторую производную от давления вдоль поверхности тела в критической точке; N — лучисто-кондуктивный параметр; Q_h, Q_r — конвективный и лучистый тепловые потоки в неразрушающейся поверхности соответственно; $\Psi_\tau, \Psi_h, \Psi_r$ — функции, учитывающие влияние вдува на трение, конвективный и лучистый тепловые потоки соответственно; m — вязкость; H — скрытая теплота испарения; R_0, R_1, R_2, ρ_1 — параметры, характеризующие термооптические свойства материала; E_n — интегральная показательная функция. Индекс 0 относится к условиям на поверхности, индекс ∞ — к условиям в глубине тела.

Для решения задачи необходимо также выписать соотношения, определяющие скорость испарения φ_0 , концентрации компонент в газовом пограничном слое и функции $\Psi_\tau, \Psi_h, \Psi_r$. Этими соотношениями являются формула Кнудсена — Ленгмюра, условия сохранения числа атомов и закон действующих масс (газовый пограничный слой считается равновесным), а также зависимости для функций Ψ_τ, Ψ_h и коэффициента массообмена [2].

Универсальная зависимость, описывающая изменение лучистого потока к поверхности при вдуве продуктов разрушения, отсутствует [3]. Эффект взаимодействия определяется термооптическими свойствами вдуваемых компонент, причем возможно как ослабление [4, 5], так и усиление лучистого потока [6, 7]. В настоящее время данные по этим свойствам практически отсутствуют.

Поэтому представляет интерес исследование влияния неопределенности эффекта взаимодействия излучения с газообразными продуктами разрушения на скорость разрушения материала. Ниже приведены результаты расчетов разрушения плавленого кварца в гиперзвуковом потоке воздуха.

Скорость набегающего потока $U=14$ км/сек, давление перед ударной волной 10^{-4} атм. Радиус затупления R_T варьировался в пределах от 0.5 до 4 м. Величина лучистого теплового потока к разрушающейся поверхности бралась из [8], конвективный тепловой поток рассчитывался по формуле Фея — Риддела.



Фиг. 1

Система интегродифференциальных уравнений (1.1), (1.2) с соответствующими граничными условиями сводилась с помощью двухпараметрического интегрального метода [9] к системе алгебраических уравнений, последняя решалась методом Ньютона.

Расчеты проводились для случая прозрачного пограничного слоя и для трех зависимостей лучистого теплового

потока к поверхности от скорости вдува газообразных продуктов разрушения ([4-6], вдув паров SiO_2). По данным [4, 6] для рассматриваемых условий обтекания построены зависимости $\Psi_r(f_w R_T)$ (фиг. 1), где $f_w = m_w/(\rho U)$ — параметр вдува, m_w — массовая скорость вдува, ρ — плотность набегающего потока. Кривая 1 соответствует случаю увеличения и уменьшения лучистого потока к поверхности при малых и больших значениях $f_w R_T$ соответственно [6]. Кривая 2 соответствует случаю экранирования лучистого потока при всех значениях параметра $f_w R_T$ [4]. Функцию Ψ_r работы [5] можно представить в виде $\Psi_r(f_w \sqrt{R_T})$. Расчеты по этой зависимости дают результаты, близкие к результатам расчетов по кривой 2, поэтому в дальнейшем приводятся только последние.

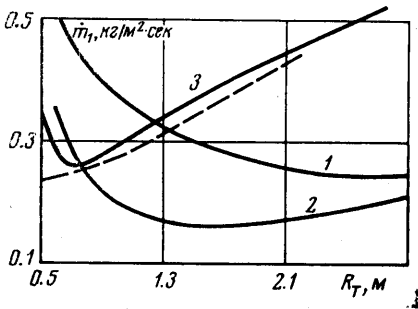
Результаты расчетов для нерассеивающего материала с коэффициентом поглощения, равным 2 мм^{-1} , приведены на фиг. 2 (номера кривых соответствуют номерам на фиг. 1). Пунктирная линия — результаты расчетов из [10] для случая прозрачного пограничного слоя. Эта кривая находится в хорошем соответствии с результатами данной работы для тех же условий (кривая 3), несмотря на различие моделей переноса излучения в материале (в [10] бралось приближение лучистой теплопроводности).

Величина скорости разрушения при прозрачном пограничном слое имеет минимум при $R_T=0.75$ м. Однако при учете взаимодействия излучения с газообразными продуктами разрушения положение минимума смещается в сторону больших значений R_T , при этом зависимость скорости разрушения от радиуса вблизи минимума является слабой. Так, изменение радиуса затупления в пределах от 2 до 3 м для кривой 1 и от 1 до 2 м для кривой 2 вызывает изменение скорости разрушения не более чем на 18%. В этих условиях можно говорить не об оптимальном радиусе затупления, а о диапазоне значений R_T , допустимых с точки зрения теплозащиты.

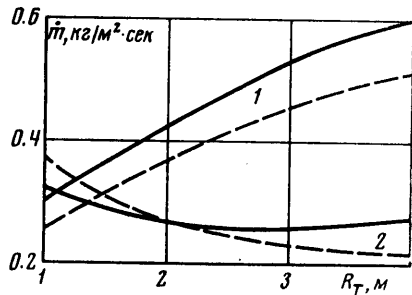
Учет взаимодействия излучения с парами материала приводит к уменьшению скорости разрушения при больших R_T и к увеличению при малых. Этот эффект наблюдается для всех рассмотренных зависимостей $\Psi_T(f_w R_T)$.

При больших значениях R_T вдув паров экранирует излучение, при этом скорость испарения остается достаточно большой, чтобы оттеснить газ набегающего потока от поверхности тела. Поэтому уменьшение теплового потока приводит к уменьшению скорости разрушения.

При малых R_T в случае 2 также имеет место экранирование лучистого потока. Однако при этом, начиная с некоторого значения R_T , скорость испарения оказывается недостаточной для оттеснения газа от поверхности, что приводит к увеличению сдвиговых сил и, как следствие, к увели-



Фиг. 2



Фиг. 3

чению уноса массы в жидкой фазе. При этом суммарная скорость разрушения увеличивается по сравнению со скоростью в случае прозрачного пограничного слоя, несмотря на уменьшение теплового потока к телу. Эта особенность разрушения стекловидного материала отмечалась в [11].

Таким образом, расчет уноса массы материала без учета взаимодействия излучения с парами может привести к большим ошибкам и неправильному с точки зрения теплозащиты выбору радиуса затупления.

2. Уравнения (1.1), (1.2) и граничное условие (1.3) записаны для случая, когда материал считается серым телом. В действительности многие теплозащитные материалы имеют спектральный диапазон полупрозрачности, вне которого их можно рассматривать как непрозрачные. Рассмотрим случай, когда коэффициенты поглощения и рассеяния в диапазоне полупрозрачности $\lambda \in (\lambda_1, \lambda_2)$ не зависят от длины волны и температуры, а рассеяние когерентно.

Предположим также, что доля собственного излучения, приходящаяся на области непрозрачности $\lambda < \lambda_1$, $\lambda > \lambda_2$, пренебрежимо мала. Пусть в этих областях материал имеет степень черноты ϵ_p . Тогда уравнения (1.1) и (1.2) не изменятся, а граничное условие (1.3) запишется в виде

$$(2.1) \quad -N\theta'(0) = Q_k \Psi_k + \epsilon_p Q_p \Psi_p - \Phi_0 H + Q_{ch}$$

где Q_p — доля излучения газа, приходящаяся на области непрозрачности; Ψ_p — функция, учитывающая влияние вдува газообразных продуктов разрушения на лучистый тепловой поток к поверхности в этих областях спектра; Q_{ch} — тепловой эффект всех химических реакций, происходящих в газовом пограничном слое, в том числе и диссоциации паров.

Наличие в спектре материала областей непрозрачности может двояко влиять на скорость разрушения стекловидного тела. С одной стороны, часть энергии внешнего излучения, приходящаяся на эти области, поглощается на поверхности, и, следовательно, толщина пленки расплава и скорость уноса массы в жидкой фазе в этом случае должны уменьшаться.

С другой стороны, материал в этих областях спектра имеет низкую отражательную способность, что приводит к увеличению количества тепла, поглощаемого материалом. (Под отражательной способностью понимается отношение плотности потока излучения, отраженного от поверхности и вышедшего из материала в результате рассеяния, к плотности потока падающего излучения.)

В таблице представлены результаты расчетов для материала с окном полупрозрачности в диапазоне спектра от 0.25 до 3.4 мкм. Расчеты проводились для трех значений отражательной способности $D=0.09, 0.43, 0.82$. Во всех случаях коэффициент ослабления равен 2 м.м^{-1} . Рассматривались два случая спектрального распределения излучения газа: пропорциональное функции излучения Планка, причем доля излучения, приходящаяся

$R_T, \text{ м}$	Прозрачный пограничный слой $\dot{m}, \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$		Взаимодействие с парами $\dot{m}, \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$	
	А	Б	А	Б
$D=0.09$				
1	0.315	0.301	0.306	0.384
2	0.472	0.439	0.250	0.260
3	0.622	0.574	0.266	0.243
4	0.688	0.616	0.294	0.248
$D=0.43$				
1	0.256	0.196	0.252	0.299
2	0.394	0.286	0.223	0.217
3	0.517	0.372	0.237	0.192
4	0.574	0.405	0.256	0.181
$D=0.82$				
1	0.196	0.133	0.173	0.161
2	0.374	0.127	0.179	0.133
3	0.409	0.138	0.194	0.118
4			0.205	0.104

на область $\lambda < 0.25 \text{ мкм}$, равнялась 0.31 (столбцы А в таблице), и случай, когда все излучение газа попадает в диапазон полупрозрачности материала (столбец Б). При изменении радиуса затупления в пределах от 0.8 до $\frac{1}{4} \text{ м}$ суммарный тепловой поток к неразрушающейся поверхности возрастает незначительно (от 1.4 до 1.9 квт/см^2), в то время как доля излучения в нем увеличивается с 0.5 до 0.83.

В таблице приведена величина скорости разрушения \dot{m} для случая прозрачного пограничного слоя. Наличие излучения в области непрозрачности увеличивает скорость разрушения, причем это увеличение тем больше, чем больше отражательная способность материала. При больших радиусах затупления и $D=0.82$ скорость разрушения в 3 раза больше, чем в случае, когда все излучение приходится на диапазон полупрозрачности. При $D=0.09$ это увеличение составляет всего 20%.

Проводились также расчеты для случая взаимодействия излучения с газообразными продуктами разрушения (см. таблицу). При этом зависимость лучистого потока к поверхности от скорости вдува в диапазоне полупрозрачности задавалась кривой 1 (см. фиг. 1), а при $\lambda < 0.25 \text{ мкм}$ — кривой 2. Такое разделение спектра на два диапазона связано с тем, что в коротковолновой части практически всегда имеет место экранировка излучения [7]. В этом случае при наличии излучения в области непрозрачности материала скорость разрушения при малых радиусах затупления

больше, а при больших — меньше, чем при отсутствии излучения в этой области.

Проведенные расчеты позволяют выявить следующую закономерность влияния спектрального распределения излучения газа на скорость разрушения материала, имеющего окно полупрозрачности. Если доля падающего излучения, приходящаяся на область непрозрачности, достаточно велика, увеличение лучистой составляющей теплового потока и отражательной способности материала создает тенденцию к увеличению скорости разрушения по сравнению со случаем, когда спектр внешнего излучения целиком приходится на диапазон полупрозрачности материала.

3. Для оценки погрешности расчета скорости уноса массы в сером приближении рассматривалось разрушение материала, имеющего в диапазоне полупрозрачности $0.25 < \lambda < 3.4$ мкм коэффициент поглощения 0.26 мм⁻¹, коэффициент обратного рассеяния 3.6 мм⁻¹ и степень черноты в областях непрозрачности $\varepsilon_p = 0.9$, с учетом селективности термооптических свойств и как серого тела (сплошные и пунктирные линии на фиг. 3 соответственно). Кривые 1 соответствуют случаю прозрачного пограничного слоя, кривые 2 — зависимости 2 на фиг. 1.

Для прозрачного пограничного слоя серое приближение занижает значение скорости разрушения на 14—17%, при взаимодействии излучения с парами материала имеет место завышение скорости разрушения при $R_T < 2.2$ м и занижение — при $R_T > 2.2$ м. Наибольшая погрешность серого приближения составила 19%.

Аналогичные расчеты, проведенные для скорости обтекания 16 км/сек и радиуса затупления 2 м, показали, что приближение серого тела завышает скорость разрушения как при прозрачном пограничном слое (на 8%), так и при взаимодействии излучения с парами (на 48%). Таким образом, при расчете уноса массы стекловидного полупрозрачного материала в сером приближении возможно как завышение, так и занижение скорости разрушения. При больших лучистых потоках ошибка расчета может быть достаточно велика.

Поступила 19 VIII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Сенченков А. С. Влияние внешнего излучения на разрушение стекловидного тела в потоке газа. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 4.
2. Анфимов Н. А. Тепло- и массообмен в окрестности критической точки при вдуве и отсосе различных газов через поверхность тела. Изв. АН СССР, МЖГ, 1966, № 1.
3. Карасев А. Б., Кондранин Т. В., Кузьминский И. Н. Некоторые особенности радиационного теплообмена в химически равновесном пограничном слое. Изв. АН СССР, МЖГ, 1976, № 4.
4. Page W. A. Aerodynamic heating for probe vehicles entering the outer planets. AAS paper, 1971, No. AAS-71-144.
5. Румынский А. Н., Чуркин В. П. Обтекание затупленных тел гиперзвуковым потоком вязкого излучающего газа. Ж. вычислит. матем. и матем. физ., 1974, т. 14, № 6.
6. Nicolet W. E., Morse H. L., Vojvodich N. S. Outer planet probe entry thermal protection, pt 1. Aerothermodynamic environment. AIAA paper, 1974, No. 700.
7. 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.
8. Стулов В. П., Шапиро Е. Г. Излучение ударного слоя при гиперзвуковом обтекании затупленных тел воздухом. Изв. АН СССР, МЖГ, 1970, № 1.
9. Сенченков А. С. Приближенный метод расчета профиля температуры в оплавляющемся полупрозрачном материале. Инж.-физ. ж., 1976, т. 30, № 3.
10. Апштейн Э. З., Ефимова Л. Г., Тирский Г. А. Интенсивное разрушение стекловидного тела под действием излучения. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.
11. Апштейн Э. З. Эффект возрастания скорости абляции оплавляющегося материала при снижении теплового потока. Докл. АН СССР, 1972, т. 203, № 2.