Теплофизика и аэромеханика, 2017, том 24, № 6

УДК 532.529

Установление температуры в дисперсных потоках бескаркасных систем теплоотвода в космосе*

А.А. Сафронов[1], Н.И. Филатов[1], А.А. Коротеев[2], Н.В. Бондарева[2]

[1]*Исследовательский центр им. М.В. Келдыша, Москва*

[2]*Московский авиационный институт*

E-mail: chkt4@yandex.ru

Проведено исследование установления профиля температуры при радиационном остывании диспергированной пелены капельных холодильников-излучателей. Показано, что процесс установления происходит немонотонно. Выполнен анализ влияния закономерностей исследуемого процесса на характеристики излучательных систем.

Ключевые слова: капельный холодильник-излучатель, диспергированная пелена, профиль температуры, излучательная способность.

Введение

В работе [1] рассматривалась задача расчета равновесного профиля температуры мелкодисперсной пелены капельных холодильников-излучателей (КХИ) при радиационном остывании. Найденное в ней решение для поглощающе-рассеивающего плоского слоя становится справедливым после начального переходного периода согласования распределения температуры и функции источника рассеяния. Для низкопотенциальных КХИ длительность переходного периода может быть сопоставима или даже превышать время пролета капель. Тепловой расчёт таких излучателей должен осуществляться с учетом переходных процессов.

Постановка задачи

Рассматривается капельная пелена, состоящая из параллельных капельных слоев — элементов ее структуры. Предполагается, что расстояние между капельными слоями много больше их толщины. Для идентификации капель используется индекс y. Считается, что частицы изотермические. Условия остывания капель в каждом капельном слое одинаковы, поэтому индекс y определяет номер элемента структуры. Уравнение остывания потока записывается в виде

$$\frac{1}{u}\cdot\frac{\partial T_y(t,x)}{\partial t}+\frac{\partial T_y(t,x)}{\partial x}=-\alpha T_y^4(t,x)+\varepsilon\alpha\sum_{i=1}^{N}\int_{-x}^{l-x}T_i^4(t,x+\tilde{x})\,f_{|i-y|}(\tilde{x})\,d\tilde{x}, \qquad (1)$$

* Работа выполнена при поддержке РНФ (соглашение № 14-19-00503-П).

где $T_y(t, x)$ — температура капель в слое с номером y, N — число слоев в пелене, x и t — координата центра капли и время; $\alpha = 3\sigma\varepsilon/(rcu\rho)$, здесь r, u, c и ρ соответственно радиус, скорость, теплоемкость и плотность вещества капель; σ — постоянная Стефана–Больцмана, ε — полная излучательная способность капли. В общем случае ε зависит от поля температуры в капле, ее радиуса и оптических свойств жидкости [2], однако при остывании капель в КХИ изменение ε достаточно мало. Интеграл в уравнении (1) описывает радиационное взаимодействие исследуемой капли с капельной пеленой. В нем использованы следующие обозначения: l — длина пролета капель в КХИ, $f_{|i-y|}$ — плотность распределения коэффициента излучения частицы в слое y с каплями из слоя с номером i. Угловой коэффициент взаимного переоблучения капли из слоя y и слоя i равен $\varphi_{|i-y|} = \int\limits_{-l/2}^{l/2} f_{|i-y|}(\tilde{x})dx.$

В КХИ капли остывают достаточно медленно, и поведение системы (1) можно моделировать решением сосредоточенной задачи

$$\frac{1}{u\alpha}\cdot\frac{\partial T_y(t,x)}{\partial t}+\frac{1}{\alpha}\cdot\frac{\partial T_y(t,x)}{\partial x}+T_y^4(t,x)=\varepsilon\sum_{i=1}^{N}\varphi_{|i-y|}T_i^4(t,x). \tag{2}$$

Переходом от переменных $\{t; x\}$ к $\{p = ut - x; x\}$ можно упростить дифференциальный оператор уравнения (2), решение которого рассматривается на семействе характеристик $p = ut - x = \text{const}$. В этом случае

$$\frac{1}{\alpha}\cdot\frac{dT_y(p,x)}{dx}+T_y^4(p,x)=\varepsilon\sum_{i=1}^{N}\varphi_{|i-y|}T_i^4(p,x). \tag{3}$$

После введения новой переменной

$$\xi=\left(1+3\alpha T_0^3 x\right)^{-1/12}, \tag{4}$$

решение имеет вид

$$T_y(x)=T_0\xi^4\tau_y(\xi), \tag{5}$$

где T_0 — начальная температура капель, ξ — температура свободно остывающей капли, τ_y — отношение температуры капель в слое y к температуре свободно остывающей капли. Система уравнений для определения функции τ_y

$$\frac{1}{4}\xi\frac{d\tau_y}{d\xi}=\tau_y^4-\tau_y-\varepsilon\sum_{i=1}^{N}\varphi_{|i-y|}\tau_i^4 \tag{6}$$

описывает установление температуры в структурированном дисперсном потоке. В целях упрощения системы ниже рассматривается капельный поток, состоящий из ядра и периферии (например, оптически толстая цилиндрическая пелена) со значением $\varepsilon = 1$. Поле температуры в его центре изменяется медленно, на периферии — значительно быстрее. Уравнения остывания принимают вид

$$\frac{1}{4}\xi\frac{d\tau_{я}}{d\xi}=\left(1-\varphi_1\right)\tau_{я}^4-\tau_{я}-\psi_1\tau_{п}^4,$$

$$\frac{1}{4}\xi\frac{d\tau_{п}}{d\xi}=\left(1-\varphi_2\right)\tau_{п}^4-\tau_{п}-\psi_2\tau_{я}^4, \tag{7}$$

где ψ_1, ψ_2 — соответственно угловые коэффициенты излучения ядра потока на периферию и обратно, а φ_1 и φ_2 — коэффициенты самооблучения ядра и периферии потока.

Анализ немонотонных процессов, возникающих при установлении профиля температуры

В момент установления равновесного профиля температуры потока правая часть уравнений (7) становится равной нулю. Если равновесные значения безразмерной температуры ядра и периферии равны $\tau_я^*$ и $\tau_п^*$, то система уравнений для их определения имеет один физически обоснованный корень. Для анализа поведения системы (7) в малой окрестности равновесных значений температуры использованы локальные переменные δx и δy такие, что $\tau_я = \tau_я^* + \delta x$ и $\tau_п = \tau_п^* + \delta y$. Система (7) в линейном приближении по малым величинам δx и δy имеет вид

$$\frac{1}{4}\xi\frac{d}{d\xi}\begin{pmatrix}\delta x\\ \delta y\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}4\tau_я^{*3}(1-\varphi_1)-1 & -4\psi_1\tau_п^{*3}\\ -4\psi_2\tau_я^{*3} & 4\tau_п^{*3}(1-\varphi_2)-1\end{pmatrix}\cdot\begin{pmatrix}\delta x\\ \delta y\end{pmatrix}. \tag{8}$$

Для удобства представления результатов обозначим матрицу в этом выражении символом $\hat{A},$ а вектор переменных δx и $\delta y - \delta\vec{\tau},$ тогда получим

$$\frac{1}{4}\xi\frac{d}{d\xi}\delta\vec{\tau} = \hat{A}\delta\vec{\tau}. \tag{9}$$

Обсуждение результатов

Так как ξ уменьшается при увеличении x, следовательно, траектории решения системы (8), соответствующие движению по собственным векторам матрицы $\hat{A}$ с положительными значениями, оказываются устойчивыми, и наоборот. Анализ собственных значений матрицы $\hat{A}$ проведен при значениях коэффициентов ψ_1, ψ_2, φ_1 и φ_2, удовлетворяющих закону сохранения энергии. В этом случае точка равновесия системы (7), соответствующая равновесному профилю температуры капельного потока, является устойчивым узлом. Параметрам в ней соответствовали следующие значения: $\psi_1 = 0{,}3$, $\psi_2 = 0{,}12$, $\varphi_1 = 0{,}85$, $\varphi_2 = 0{,}3$, $\tau_я^* \approx 2{,}36$, $\tau_п^* \approx 1{,}67$. Собственные числа матрицы $\hat{A}$ составили: $\lambda_1 \approx 15{,}97$, $\lambda_2 \approx 3{,}09$. На рис. 1 представлены решения системы (8) вблизи особой точки. При движении по траектории *1* функция $\tau_я$, характеризующая остывание ядра потока, изменяется монотонно, а изменение температуры периферии $\tau_п$ является немонотонным. Такое поведение функции $\tau_п$ оказывает заметное влияние на величину теплового потока капельной пелены. Попадание решения полной задачи остывания пелены в область немонотонного изменения решения обусловлено действием таких факторов, как дальние радиационные взаимодействия в потоке, внешнее излучение и т.д.

Задачи (6) и (9) легко обобщаются на случай большей размерности. Вычисление производилось для $\rho = 10^3$ кг/м^3, $c = 1{,}6\cdot10^3$ Дж/кгК, $r = 10^{-4}$ м, $\varepsilon = 0{,}8$, $l = 20$ м, $u = 2$ м/с [3]. Изучалась зависимость от различных параметров излучательной способности η капельного потока, которая является отношением энергии, излучаемой потоком капель в КХИ, к энергии, излучаемой абсолютно черным телом, заполняющим весь объем дисперсного потока и обладающим

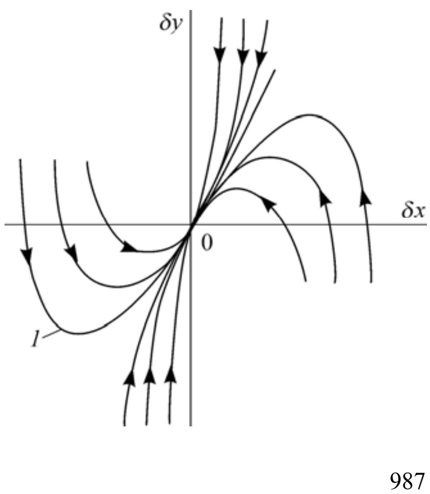

Рис. 1. Решения системы (8) вблизи особой точки.

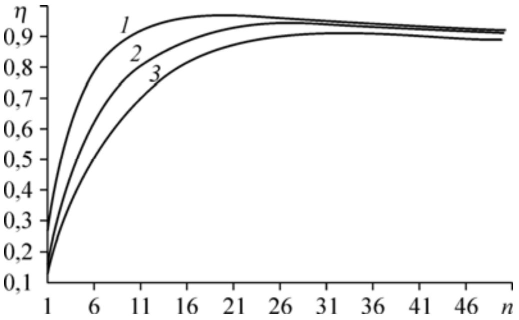

Рис. 2. Зависимость излучательной способности КХИ η от числа капельных слоев n (расстояние между каплями в струйке — 4,76 радиусов капель; расстояние между струйками — 4,76 (*1*), 7,5 (*2*), 10,0 (*3*) радиусов капель).

в каждой точке x температурой, равной среднемассовой температуре капель. На рис. 2 представлена зависимость η потока капель с T_0 = 360 K, от числа капельных слоев n для различных расстояний между струйками в слое. Существование максимума у зависимости $\eta(n)$ определяется закономерностями процесса установления профиля температуры, а его величина и положение — геометрией капельного потока и начальной температурой капель.

Заключение

Установление температуры при радиационном остывании диспергированного потока в космосе может происходить немонотонно и сопровождаться колебательными явлениями, характерными для модели потока, состоящего из ядра и периферии. Нелинейный процесс установления профиля температуры оказывает влияние на энергетические характеристики бескаркасных систем отвода низкопотенциального тепла в космосе.

Список литературы

1. **Siegel R.** Separation of variables solution for nonlinear radiative cooling // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1987. Vol. 30, No. 5. P. 959–965.
2. **Dombrovsky L.A., Dembele S., Wen J.X.** A simplified model for the shielding of fire thermal radiation by water mists // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 96, No. 5. P. 199–209.
3. **Коротеев А.А., Сафронов А.А., Филатов Н.И.** Влияние структуры капельной пелены на мощность бескаркасных космических излучателей и эффективность энергетических установок // Теплофизика высоких температур. 2016. Т. 54, № 5. С. 817–820.

Статья поступила в редакцию 3 мая 2017 г.,
после доработки – 14 июня 2017 г.