

4. Михайлов А. А., Стишков Ю. К. Некоторые электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках.— *Магнитн. гидродинамика*, 1977, № 2.
5. Gallagher T. I. Simple dielectric liquids mobility, conduction and breakdown. Oxford: Clarendon Press, 1975.
6. Медчер Дж., Тейлор Дж. Электрогидродинамика: обзор роли межфазных касательных напряжений.— В сб.: *Механика*. Вып. 129, 1971, № 5.
7. Скапанн Г. И. Физика диэлектриков (область слабых полей). М.—Л.: Гостехиздат, 1949.
8. Тарапов И. Е. Основные задачи гидродинамики намагничивающихся и поляризующихся сред. Дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. Харьков, 1973.
9. Иевлев И. И., Исеров А. Б. Равновесие и устойчивость поверхности раздела жидких диэлектриков в электрическом и гравитационном полях.— *Магнитн. гидродинамика*, 1976, № 4.
10. Мицкевич П. К., Солодовниченко И. М., Сигарев М. Т. О некоторых особенностях поведения этилового спирта в неоднородных электрических полях.— *Электрохимия*, 1965, т. 1, вып. 9.

УДК 551.573

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ ПРОСВЕТЛЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОМ ВОСПЛАМЕНЯЮЩЕМСЯ АЭРОЗОЛЕ

Н. П. Башкирова, А. М. Сагалаков

(Барнаул)

Распространение интенсивного оптического излучения в аэрозоле сопровождается просветлением, возникающим вследствие испарения или (и) горения частиц аэрозоля. К настоящему времени наиболее полно изучено индуцированное просветление в туманах и облаках, возникающее вследствие испарения водяных капель в мощном оптическом поле [1—4]. Уменьшение размеров водных частиц приводит к ослаблению поглощения, в результате чего происходит просветление аэрозоля. Особенности динамики просветления обусловлены тем обстоятельством, что скорость горения частиц не является однозначной функцией интенсивности излучения. Скорость горения частиц в данный момент времени зависит от интенсивности излучения в предшествующие моменты времени и, разумеется, зависит от характера и типа химических реакций, протекающих в процессе горения. В данной работе рассматривается динамика просветления в неоднородном монодисперсном воспламеняющемся аэрозоле.

1. Известно, что скорость гетерогенного горения твердой частицы K_S при температуре T ниже температуры воспламенения T_0 можно считать равной нулю ($T_0 \approx 1500$ К для углеродных частиц размером 1—10 мкм). При $T > T_0$ величина K_S отлична от нуля и, вообще говоря, зависит от T . Если интенсивность излучения относительно невелика, то после воспламенения частицы основной положительный вклад в ее тепловой баланс будет вносить теплота, выделяющаяся в результате химической реакции горения. Поэтому после воспламенения частицы скорость горения можно считать практически не зависящей от интенсивности излучения. Излучение в этом случае играет роль инициатора горения.

Элементарная оценка времени прогрева углеродной частицы с характерным размером $\sim i$ мкм до температуры воспламенения определяет величину $\sim 10^{-5}$ с. Данное время много меньше других характерных значений времени данной задачи (например, характерное время выгорания частицы того же размера $\sim 10^{-3}$ с). Поэтому можно считать, что частица практически мгновенно воспламеняется по достижении в данном месте определенной интенсивности излучения I_0 . Из уравнения теплового баланса вытекает оценка:

$$I_0 = (4\epsilon/a_0 k_{\text{п}})(T_0 - T_{\infty}),$$

где T_∞ — температура окружающей среды; μ — коэффициент теплопроводности; a_0 — радиус сферической частицы; $k_{\text{п}}$ — коэффициент поглощения. Предполагая концентрацию аэрозоля сравнительно небольшой, будем считать, что отдельные частицы горят независимо друг от друга, не изменяя существенно температуру окружающей среды. Наконец, будем пренебрегать движением частиц под действием светового давления и ветра, рассматривая простейшую статическую модель аэрозоля.

Квадрат радиуса частиц, горящих в диффузионном режиме, уменьшается по линейному закону

$$(1.1) \quad a^2(t) = a_0^2 \left(1 - \frac{t}{t_0}\right),$$

где t — время горения частицы; t_0 — время полного сгорания частицы. Отметим, что эта зависимость хорошо описывает лишь начальную стадию горения частиц. Закон горения очень мелких частиц сложнее, однако в качестве некоторого приближения будем считать соотношение (1.1) справедливым на всех стадиях горения. Модельная зависимость (1.1) понадобится нам для иллюстрации полученных ниже общих соотношений.

Пусть полупространство $z > 0$ заполнено горючими частицами, закон горения которых задается известной функцией $a^2(t)$. Распределение интенсивности излучения определяется законом Бугера

$$(1.2) \quad \partial I / \partial z + \alpha I = 0.$$

Объемный коэффициент ослабления α находим по хорошо известной формуле

$$(1.3) \quad \alpha = \pi a^2 k_0 N,$$

где k_0 — безразмерный фактор эффективности ослабления; N — концентрация частиц. При больших значениях параметра Ми $\rho = 2\pi a/\lambda$ (λ — длина волны излучения) величина k_0 практически постоянна и приближенно равна 2 [5]. Для углеродных частиц это условие хорошо выполняется при $\rho > 15$. Частицы графита и антрацита уже при $\rho = 6$ имеют $k_0 = 2,25$ [6]. Итак, динамика просветления системы крупных частиц определяется главным образом функцией $a^2(t)$. Концентрацию неоднородного аэрозоля будем записывать в виде

$$(1.4) \quad N = n_0 n(z), \quad n(0) = 1,$$

где величина n_0 представляет собой концентрацию аэрозоля при $z = 0$, а безразмерная функция $n(z)$ определяет характер неоднородности аэрозоля. Учитывая (1.4), перепишем выражение (1.3) в виде

$$\alpha = gn(z), \quad g = \pi a^2 k_0 n_0.$$

Для однородного аэрозоля величина g совпадает с объемным коэффициентом ослабления.

Определим фронт волны просветления как границу, отделяющую горящие частицы от негорящих. Пусть точка z_0 в момент времени t совпадает с фронтом волны просветления. Тогда $I(z_0) = I_0$. Из уравнения (1.2) находим

$$(1.5) \quad \ln \frac{I_1}{I_0} = \int_0^{z_0} g(z) n(z) dz.$$

Здесь I_1 — начальная интенсивность оптического излучения. Каждой точке $z \in [0, z_0]$ поставим в соответствие момент времени τ , в который в эту точку приходит волна просветления. Такое соответствие определяет функцию $z(\tau)$, которая является однозначной при $\tau > 0$. Функция $z(\tau)$ определяет положение фронта волны просветления, а производная этой

функции $v = dz/dt$ представляет собой, очевидно, скорость волны просветления.

Заменяем переменную интегрирования z в соотношении (1.5) на переменную τ , после чего имеем

$$(1.6) \quad \ln \frac{I_1}{I_0} = \int_0^t g(t-\tau) n(z(\tau)) \frac{dz}{d\tau} d\tau.$$

В качестве аргумента функции g здесь указано время горения частицы в точке с координатой z .

Выражение (1.6) представляет собой нелинейное интегродифференциальное уравнение для определения функции $z(t)$. Слой аэрозоля, которому соответствует распределение интенсивности от величины I_1 до величины I_0 , воспламеняется мгновенно, если пренебречь малым временем разогрева частиц до температуры воспламенения и считать скорость света бесконечной. Толщина такого слоя z_* определяется из уравнения

$$(1.7) \quad \frac{1}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0} = \int_0^{z_*} n(z) dz, \quad g_0 = \pi a_0^2 k_0 n_0.$$

Сингулярная составляющая скорости волны просветления выражается, очевидно, по формуле

$$v = z_* \delta(t),$$

где $\delta(t)$ — δ -функция. Выделив сингулярную часть решения, получим следующее нелинейное интегродифференциальное уравнение:

$$(1.8) \quad \ln \frac{I_1}{I_0} \left(1 - \frac{g(t)}{g_0} \right) = \int_0^t g(t-\tau) n(z_* + z_1(\tau)) \frac{dz_1}{d\tau} d\tau.$$

Функция $z_1(t)$, определяемая из уравнения (1.8), связана с функцией $z(t)$ простым соотношением

$$z_1(t) = z(t) - z_*, \quad z_1(0) = 0.$$

2. Для решения уравнения (1.8) введем вспомогательную функцию

$$(2.1) \quad f(t) = n(z_* + z_1(t)) dz_1/dt.$$

Функция $f(t)$ удовлетворяет сравнительно простому интегральному уравнению

$$(2.2) \quad \ln \frac{I_1}{I_0} \left(1 - \frac{g(t)}{g_0} \right) = \int_0^t g(t-\tau) f(\tau) d\tau.$$

Поскольку в правой части (2.2) записана свертка функций f и g , это уравнение удобно решать методом преобразования Лапласа с использованием теоремы умножения Бореля.

Функция $f(t)$ определяется как оригинал известного изображения

$$(2.3) \quad f(t) \doteq \frac{1}{G(p)} \ln \frac{I_1}{I_0} \left(\frac{1}{p} - \frac{G(p)}{g_0} \right).$$

Здесь $G(p)$ — изображение функции $g(t)$.

Обращение преобразования Лапласа снова заключается в решении интегрального уравнения первого рода, но это уже стандартная задача операционного исчисления [7]. Будем далее считать, что задача обращения преобразования Лапласа решена и функция $f(t)$ найдена.

Теперь определение функции $z_1(t)$ сводится к решению нелинейного

обыкновенного дифференциального уравнения (2.1). Разделяя в этом уравнении переменные, получим

$$(2.4) \quad \int_0^{z_1} n(z_* + x) dx = \int_0^t f(t) dt.$$

Из соотношения (2.4) определяется функция $z_1(t)$. Дифференцируя эту функцию, получим скорость волны просветления. Величину dz_1/dt можно получить и из соотношения (2.1):

$$(2.5) \quad dz_1/dt = f(t)/n(z_* + z_1(t)).$$

Функция $z_1(t)$ в общем случае находится численно. В примерах, приводимых ниже, удается получить аналитическое решение.

При $t \geq t_0$ функция $g(t)$ обращается в нуль, а интегральное уравнение (2.2) принимает вид

$$(2.6) \quad \ln \frac{I_1}{I_0} = \int_{t-t_0}^t g(t-\tau) f(\tau) d\tau.$$

Решение уравнения (2.6) очевидно:

$$(2.7) \quad f_0 = \frac{\ln \frac{I_1}{I_0}}{\int_0^{t_0} g(t_0-s) ds}.$$

Используя (2.7), находим из соотношения (2.5) скорость волны просветления как функцию координаты z при $t > t_0$

$$(2.8) \quad \frac{dz_1}{dt} = \frac{\ln \frac{I_1}{I_0}}{n(z) \int_0^{t_0} g(t_0-s) ds}, \quad z > z_* + z_1(t_0).$$

Данное соотношение позволяет определить положение фронта волны просветления при $t > t_0$. Имеем

$$(2.9) \quad \int_{z_1(t_0)}^{z_1} n(z_* + x) dx = \ln \frac{I_1}{I_0} \frac{t - t_0}{\int_0^{t_0} g(t_0-s) ds}.$$

Определив отсюда функцию $z_1(t)$ и подставив ее в (2.9), найдем величину dz_1/dt как функцию времени при $t > t_0$.

Скорость волны просветления в момент времени $t = t_0$ претерпевает, вообще говоря, скачок первого рода. Скачок скорости обусловлен нарушением аналитичности функции $g(t)$ при $t = t_0$. Обозначим через v_- величину скорости $v(t_0 - 0)$, а через v_+ — величину скорости $v(t_0 + 0)$. Относительная величина скачка скорости, согласно соотношениям (2.1), (2.8), выражается по формуле

$$(2.10) \quad \frac{v_-}{v_+} = \frac{f(t_0)}{\ln \frac{I_1}{I_0}} \int_0^{t_0} g(t_0-s) ds.$$

Отметим, что если величина z_* или величина $z_1(t)$ при $t \leq t_0$ обращается в ∞ , то потребность в приведенных решениях при $t > t_0$, естественно, отпадает.

Пусть функция $n(z)$ интегрируема на бесконечном интервале. Тогда величина z_* становится бесконечной, если

$$(2.11) \quad \frac{1}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0} \geq \int_0^{\infty} n(z) dz.$$

Величина z_* конечна, если функция $n(z)$ не является интегрируемой на бесконечном интервале.

3. Возьмем в качестве закона горения модельное соотношение (1.1). Функция $g(t)$ в этом случае имеет вид

$$(3.1) \quad g(t) = g_0(1 - t/t_0), \quad t \leq t_0, \quad g(t) = 0, \quad t > t_0.$$

При $t > t_0$ можно воспользоваться простыми соотношениями (2.8), (2.9), поэтому основная задача заключается в поиске решения при $t < t_0$. Для этой цели функцию $g(t)$ аналитически продолжим в область $t > t_0$ и вместо (3.1) определим функцию

$$(3.2) \quad g(t) = g_0(1 - t/t_0), \quad 0 \leq t < \infty.$$

Решение, полученное методом преобразования Лапласа с использованием функции (3.2), будет справедливо, очевидно, при $t < t_0$.

Изображение функции (3.2) выглядит просто:

$$(3.3) \quad G(p) = (g_0/p)(1 - 1/t_0 p).$$

Подставив (3.3) в соотношение (2.3), получаем

$$(3.4) \quad f(t) = \frac{1}{g_0 t_0} \ln \frac{I_1}{I_0} e^{t/t_0}.$$

Используя выражение (2.4), (3.4), находим

$$(3.5) \quad \int_0^{z_1} n(z_* + x) dx = \frac{1}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0} (e^{t/t_0} - 1).$$

Подставив $f(t_0)$ и $g(t_0 - s)$ в формулу (2.10), можно убедиться в том, что относительная величина скачка скорости при $t = t_0$ невелика и равна $e/2$. Разумеется, этот результат имеет смысл, если скорость волны просветления конечна при $0 < t \leq t_0$.

Пусть величина n изменяется по линейному закону

$$(3.6) \quad n(z) = 1 + (1/k)z, \quad k > 0.$$

Подставив (3.6) в выражение (3.5), находим

$$z_1(t) = k \sqrt{1 + \frac{1}{\kappa}} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{1}{\kappa} (e^{t/t_0} - 1)} \right],$$

$$\kappa = k / \left(\frac{2}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0} \right), \quad t \leq t_0.$$

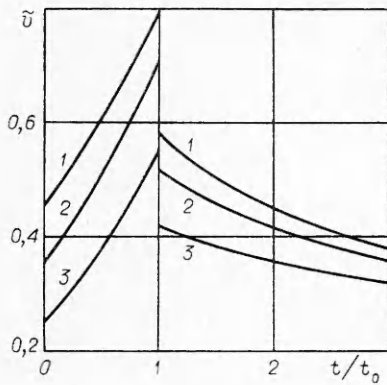
При $t > t_0$ получаем

$$z_1(t) = k \left[-\sqrt{1 + \frac{1}{\kappa}} + \sqrt{\left(\frac{z_1(t_0)}{k} + \sqrt{1 + \frac{1}{\kappa}} \right)^2 + \frac{2}{\kappa} \left(\frac{t}{t_0} - 1 \right)} \right].$$

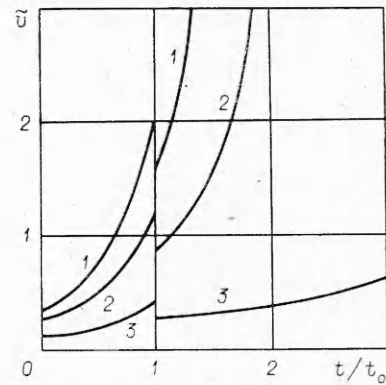
Отсюда определяем скорость волны просветления

$$(3.7) \quad \tilde{v} = \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{\kappa + e^{t/t_0}}} e^{t/t_0}, \quad t_0 > t > 0, \quad \tilde{v} = \frac{1}{\sqrt{\kappa + e - 2 + 2(t/t_0)}},$$

$$t > t_0.$$



Ф и г. 1



Ф и г. 2

В соотношении (3.7) скорость указана в безразмерной форме:

$$\tilde{v} = vt_0 / \sqrt{\frac{2k}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0}}.$$

Эта зависимость представлена на фиг. 1. Кривые 1—3 отвечают соответственно значениям $\kappa = 0,2; 1; 3$.

Аэрозоль становится однородным при $k \rightarrow \infty$. В этом случае

$$v(t) = \frac{1}{g_0} \ln \frac{I_1}{I_0} \left(\delta(t) + \frac{1}{t_0} e^{t/t_0} \right), \quad t < t_0, \quad v(t) = \frac{2}{g_0 t_0} \ln \frac{I_1}{I_0}, \quad t > t_0.$$

Рассмотрим далее другой пример:

$$(3.8) \quad n(z) = e^{-z/\gamma}.$$

Эта зависимость соответствует распределению частиц аэрозоля по закону Больцмана. Поскольку функция (3.8) интегрируема на бесконечном интервале, величина z_* может стать в определенных случаях бесконечной. В этих случаях просветление среды радикально улучшается и в рамках принятой здесь модели определяется лишь временем выгорания частицы.

Подставив (3.8) в выражение (1.7) и используя (2.11), найдем, что величина z_* бесконечна при условии

$$\Phi = \frac{1}{g_0 \gamma} \ln \frac{I_1}{I_0} \geq 1.$$

Если безразмерный параметр $\Phi < 1$, то в первоначальный момент времени образуется воспламеняющий слой конечной толщины $z_* = -\gamma \times \ln(1 - \Phi)$. Положение фронта волны просветления и ее скорость определяем, используя (3.5), (3.8). При $0 < \Phi < 1/e$ имеем

$$(3.9) \quad z_1 = \gamma \ln \frac{1 - \Phi}{1 - \Phi e^{t/t_0}}, \quad 0 < t \leq t_0;$$

$$(3.10) \quad \tilde{v} = v/(\gamma/t_0) = \frac{\Phi e^{t/t_0}}{1 - \Phi e^{t/t_0}}, \quad 0 < t < t_0;$$

$$(3.11) \quad \tilde{v} = \frac{1}{D - \frac{t}{t_0}}, \quad D = \frac{1 - \Phi e + 2\Phi}{2\Phi}, \quad t_0 < t \leq Dt_0.$$

Если $1/e < \Phi < 1$, то соотношения (3.9), (3.10) справедливы до момента времени $t = t_0 \ln(\Phi^{-1}) < t_0$. В данный момент времени длина канала просветления становится бесконечной (соотношение (3.11) при $1/e <$

$\langle \Phi \rangle < 1$ не используется). На фиг. 2 представлена зависимость \tilde{v} от времени, выраженного в единицах t_0 . Кривые 1—3 отвечают соответственно значениям $\Phi = 0,25; 0,2; 0,1$.

4. Обсудим полученные результаты и область их применимости. Если концентрация аэрозоля достаточно быстро убывает, так что $\int_0^{\infty} n(z) dz$

сходится, то при увеличении интенсивности излучения можно добиться радикального просветления среды за счет образования в первоначальный момент времени канала просветления неограниченной длины. В этом случае время просветления практически совпадает с временем выгорания частицы. Учет испарения, существенного при больших интенсивностях, может лишь уменьшить эту оценку. Если скорость волны просветления при $t > 0$ конечна, время полного просветления слоя аэрозоля равно сумме времени прохождения волной просветления этого слоя и времени выгорания частицы.

Отметим, что при типичных параметрах аэрозоля ($a \sim 10^{-6}$ м, $k_0 = 2$, $t_0 \sim 10^{-3}$ с, $n_0 \sim 10^{11}$ м $^{-3}$) характерная начальная скорость волны просветления аэрозоля с медленно изменяющейся концентрацией при величине $\ln(I_1/I_0)$ порядка нескольких единиц составляет величину $\sim 10^4$ м/с. Значит, время распространения волны просветления необходимо учитывать в этом случае уже для слоев аэрозоля толщиной порядка или больше 10 м.

В данной работе рассматривалась простейшая статическая модель аэрозоля. Если сечение канала просветления невелико, то учет ветра в общем случае может существенно изменить картину просветления даже в центральной части канала. Однако если поперечная компонента скорости частиц невелика (обычно меньше или порядка 1 м/с), то картина просветления не должна существенно измениться в центральной части канала.

Оценим область применимости модельного закона горения (1.1) в задаче о просветлении аэрозоля. Используя общее выражение для скорости горения [8], можно показать, что для углеродных частиц с радиусом $\sim 8 \cdot 10^{-6}$ м, нагретых до температуры ~ 3000 К, диффузионный режим горения сохраняется при уменьшении радиуса частицы приблизительно на порядок. В таком диапазоне изменения радиуса частицы величину k_0 можно приближенно считать постоянной и равной 2, если длина волны излучения $\sim 10^{-6}$ м. Покажем, что динамика оставшейся части частицы практически не влияет на динамику просветления на значительном интервале времени. Примем, например, что «остаток» частицы вообще не выгорает, и определим, как это повлияло бы на динамику просветления. В простейшем случае $n(z) = 1$ при $t > t_0$ получим приближенное выражение для скорости волны просветления

$$v(t) \approx \frac{2}{g_0 t_0} \ln \frac{I_1}{I_0} \exp \left[-2 \frac{\alpha_0}{g_0} \frac{(t - t_0)}{t_0} \right], \quad \alpha_0 \ll g_0,$$

где α_0 — объемный коэффициент ослабления «остатков» частиц. Экспоненциальный множитель характеризует разницу между сопоставляемыми режимами просветления. Оба режима будут близки друг к другу, если экспоненциальный множитель близок к 1. Это будет иметь место при условии $t \ll g_0 t_0 / 2\alpha_0$. Если радиусы частицы и «остатка» относятся как 10 к 1, то данное условие принимает вид $t \ll 50 t_0$.

Итак, если диффузионному режиму горения соответствует значительное изменение радиуса частицы, то, используя соотношение (1.1), можно удовлетворительно описать динамику просветления на значительном ин-

тервале времени. Оценки интенсивностей излучения, при которых процесс горения превалирует над процессом испарения, приведены в [9].

В случае полидисперсного аэрозоля фронт волны просветления будет размыт, поскольку частицы разных размеров воспламеняются при различной интенсивности падающего на них излучения.

Иными словами, в аэрозоле будет существовать перемещающаяся область конечной ширины, отделяющая горящие частицы от негорящих. В пределах данной области имеются как горящие, так и негорящие частицы. Положение такой области и скорость ее перемещения можно оценить на основании приведенных выше результатов, взяв в качестве размера частицы характерный средний радиус. Такая оценка будет, очевидно, тем более точной, чем уже диапазон размеров частиц.

Авторы выражают благодарность В. Н. Штерну, В. И. Букатому, А. М. Шайдуку и А. А. Тельнихину за полезные обсуждения.

Поступила 9 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Шумилов Э. Н. Динамика просветления облаков лазерным пучком.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, № 4.
2. Сухоруков А. П., Шумилов Э. Н. Просветление полидисперсного тумана.— ЖТФ, 1973, т. 43, № 5.
3. Sutton G. W. Fog dispersal by high-power lasers.— AIAA J., 1970, N 10.
4. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979.
5. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961.
6. Блюх А. Г. Тепловое излучение в котельных установках. Л.: Энергия, 1967.
7. Крылов В. Н., Скобля Н. С. Методы приближенного преобразования Фурье и обращения преобразования Лапласа. М.: Наука, 1974.
8. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва. М.: изд. МГУ, 1957.
9. Букатый В. И., Сагалаков А. М. и др. Горение углеродных частиц в мощном оптическом поле.— ФГВ, 1979, т. 15, № 6.

УДК 532.516

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЙ В ПРОЦЕССАХ НЕЛИНЕЙНОГО ПЕРЕНОСА, ОПИСЫВАЕМЫХ УРАВНЕНИЕМ ТУРБУЛЕНТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

К. Б. Павлов, А. С. Романов, И. А. Федотов

(Москва)

Параболическое квазилинейное уравнение вида

$$(1) \quad \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\left| \frac{\partial u^k}{\partial x} \right|^{n-1} \frac{\partial u^k}{\partial x} \right) = 0, \quad k, n > 0, \quad kn > 1$$

описывает различные процессы переноса в случае степенной зависимости коэффициентов переноса от переносимой величины u и ее градиента $\partial u/\partial x$. В частности, при $n = 1$ уравнение (1) может рассматриваться как уравнение нелинейной теплопроводности, при $k = 1$ — переноса импульса в неньютоновской дилатантной жидкости и в общем случае $k, n \neq 1$ как уравнение турбулентной фильтрации [1—3]. Существенной особенностью процессов переноса, описываемых уравнением (1), является наличие линии $x = x_f(t)$, разграничивающей область с $u(x, t) = 0$ и область локали-

6*