

Моделирование воздействия теплового излучения дуги на полимерные стенки в прерывателях низкого напряжения

© В.В. Носов,¹ Б. Аж,² Б. Жюслан,² К. Фиве²

¹ Московский государственный автомобильно-дорожный институт (ГТУ),
125319 Москва, Россия

e-mail: vvnossov@tochka.ru

² Исследовательский центр 38ТЕС, Шнайдер Электрик,
F-38000, Гренобль, Франция

(Поступило в Редакцию 19 июня 2006 г.)

Представлена модель распыления (абляции) полимерных стенок под действием теплового излучения дуги в прерывателях низкого напряжения, учитывающая нагрев, объемное терморазложение и плавление полимера, а также нагрев и экранирующее действие потока пара с поверхности. Установлено, что распыление стенок происходит под действием УФ составляющей излучения, большая часть которого поглощается в паре; показано, что режим распыления существенно изменяется при увеличении расстояния от центра дуги, оценены параметры зоны реакции и области расплавленного полимера.

PACS: 52.80.-s

Введение

Размыкание электрической цепи, в которой произошло короткое замыкание, с помощью прерывателя сопровождается образованием дуги, позволяющей рассеять высвободившуюся энергию. Дуга воздействует на боковые стенки устройства, выполненные из изолирующего полимерного материала, что приводит к инжекции паров полимера в камеру. Втекающий пар существенным образом меняет свойства среды и влияет на эффективность операции прерывания [1]. Эффект инжекции может быть как положительным, приводя к более устойчивому образованию и перемещению дуги, так и отрицательным, вызывая, в частности, повторное зажигание в контактной зоне прерывателя, рис. 1 [2].

Ряд результатов, проливающих свет на суть происходящих в камере прерывателя физических процессов был получен в работах [3–9], посвященных исследованию дуг в распыленном веществе (ablation-controlled arcs) в цилиндрической полости с изолирующими полимерными стенками. С точки зрения данного исследования важнейшим из полученных результатов является двухзонная модель, согласно которой центральная часть полости занята высокотемпературной (15–25 кК при плотностях тока 10^4 – 10^5 А/см² [4–6]) проводящей областью ионизованного излучающего газа (дугой), отделенной от стенок значительно более холодной (3.5–5 кК) непроводящей и слабопоглощающей областью паров материала стенок (область пара). Основным механизмом переноса энергии, первоначально выделяющейся в дуге в результате джоулева нагрева, является тепловое излучение [4,5]. Количественное исследование процессов в системе дуга–пар–стенки для ряда типовых прерывателей высокого, среднего и низкого напряжения было выполнено в [1,2,7].

В большинстве предшествующих исследований расчет потока удаленного вещества со стенок выполнялся с по-

мощью соотношения энергобаланса между энергией, доставленной излучением, и затратами на нагрев, превращения вещества и кондуктивный теплоотвод [1–6,8,9]. Построение более корректной нестационарной модели стало возможным благодаря активным исследованиям абляции полимеров под действием импульсного лазерного излучения в последние 10–15 лет. Их основные результаты, детально представленные в специальном номере журнала Chemical Review [10,11], применительно к нашему исследованию могут быть сформулированы следующим образом.

— Воздействие излучения на полимер зависит от длины волны: распыление мишени происходит под действием коротковолнового УФ-излучения с длиной волны менее 0.3 – 0.4 μm , тогда как воздействие более длинноволнового излучения сводится к нагреву и тепловому повреждению внутренних областей [8,9].

— Двумя основными механизмами распыления, используемыми в существующих моделях, являются фотохимический, состоящий в прямом разрыве связи при электронном возбуждении, и фототепловой, при котором возбуждение сначала термализуется, вызывая повышение температуры, а затем происходит тепловой разрыв связей (пиролиз). Для большинства конкретных режимов облучения оба механизма реализуются совместно: первичный разрыв связей и образование радикалов происходит фотохимическим путем, а дальнейшая деполимеризация и разрыв связей — фототепловым. Относительный вклад фототеплового механизма возрастает при увеличении длительности воздействия и длины волны.

— Распыление полимеров является пороговым процессом по отношению к плотности энергии воздействия и характеризуется взрывообразным началом. При околопороговом воздействии зависимость удаленной массы от плотности энергии является линейной. В режиме

интенсивного распыления процесс определяется поглощением в паре (плазме), а зависимость удаленной массы от плотности энергии становится логарифмической.

Основной целью работы является представление модели, описывающей распыление полимерных стенок под действием теплового излучения дуги, и анализ основных закономерностей процесса в модельном прерывателе низкого напряжения со стенками из полиамида-6 (ПА-6) и полиметилметакрилата (ПММА).

1. Постановка задачи

1.1. Схема и параметры прерывателя

Упрощенная схема модельного прерывателя [1] представлена на рис. 1 в двух плоскостях: плоскости электродов xz (вид сбоку) и перпендикулярной ей плоскости распыления xy (вид сверху). Приближенные временные зависимости тока $I_a(t)$ и напряжения $U_a(t)$ дуги, аппроксимирующие экспериментальные кривые [1], показаны на рис. 2.

Типичная операция прерывания включает в себя: разведение контактов и формирование дуги в контактной зоне (стадия 1), коммутация и перемещение дуги в направлении зоны тушения (стадия 2), квазистационарное горение и затухание (стадия 3). Параметры камеры и разряда следующие: $L = 11$, $H = 2.7$, $w = 1.3$ см, толщина стенок $l = 0.5$ см, $I_{a,max} = 5.6$ кА, $U_{a,max} = 150$ В. В качестве материала стенок рассматриваются два различных полимера. Первый из них ПА-6, относящийся к группе полиамидов, имеет форму $(C_6H_{11}ON)_n$ и широко используется в промышленных и экспериментальных

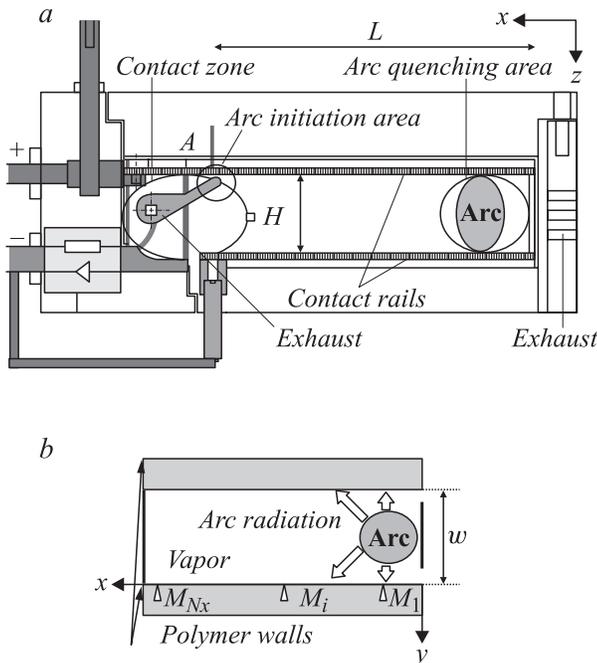


Рис. 1. Схема модельного прерывателя в плоскости электродов (а) (вид сбоку) и плоскости распыления (б) (вид сверху).

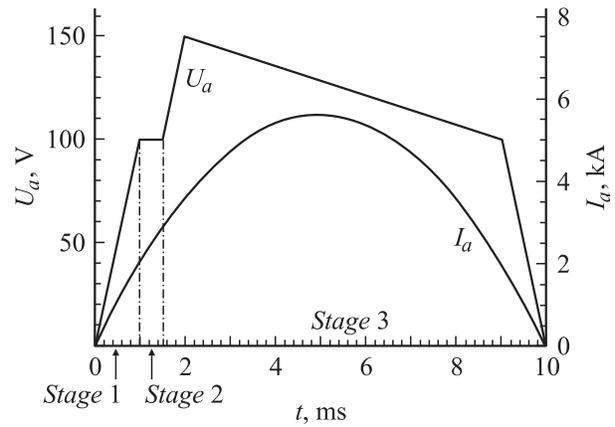


Рис. 2. Временные зависимости напряжения $U_a(t)$ и силы тока $I_a(t)$ дуги, а также стадии эволюции дуги.

прерывателях. Вторым материалом является ПММА $(C_5H_8O_2)_n$, часто используемый в исследованиях по воздействию дуги и лазерному распылению. Как было установлено [1], для указанных параметров прерывателя и импульса распыления материала стенок на стадиях 1 и 2 является слабым и в основном происходит на стадии 3 под действием излучения неподвижной дуги.

1.2. Основные предположения и расчет параметров излучения дуги

Процессы в прерывателе определяются совокупностью взаимосвязанных электрических, тепловых, газодинамических и излучательных явлений, происходящих в газовой (камера прерывателя) и конденсированной (контакты, электроды, стенки) средах. Дополнительной сложностью для теоретического анализа является нестационарность и трехмерность геометрии задачи. В этих условиях эффективное исследование одного из процессов, в данном случае распыления вещества со стенок, возможно только при ряде упрощающих предположений.

1) Центральным и наиболее сложным физическим объектом в задаче является электрическая дуга. В настоящей работе непосредственное моделирование дуги не проводится, а ее излучение для конкретного импульса описывается на основе опубликованных данных по мощности, угловому и спектральному распределению излучения, а также температуре дуги [1,2,12].

2) Центральная часть дуги и ее воздействие на боковые стенки предполагается однородным по направлению z (рис. 1, а), исследование распыления относится к плоскости xy (рис. 1, б). Процессы в приконтактных и приэлектродных зонах исключаются из рассмотрения при задании параметра мощности излучения ϑ (табл. 1).

3) Модель распыления и взаимодействия излучения дуги с паром является одномерной, описывает процессы вдоль оси y , перпендикулярной к поверхности стенки и направленной наружу, рис. 3. Применение модели в различных точках M_1, M_2, \dots, M_{Nx} стенки (рис. 1, б)

Таблица 1. Зависимость полной интенсивности излучения $G_0(x, t)$ для подвижной и стационарной дуги, стадии 2 и 3 соответственно

Величина	Стадия 2	Стадия 3
Параметр мощности ϑ $P_r(t) = \vartheta U_a I_a$ [9]	0.1	0.5
Пространственное распределение	$G(x, t) = P_r / (2 \times L \times H)$	$G_0(x, t) = \frac{P_r(w/2)}{H\pi(x^2 + (w/2)^2)}$

Таблица 2. Спектральные интервалы и соответствующие доли излучения дуги f_s : $G_{0s} = f_s G_0$ для подвижной и стационарной дуг (распределение Планка при эффективной температуре дуги $T_a = 15$ кК [1,12])

Длина волны, μm	0.12–0.2	0.2–0.35	0.35–0.4	0.4–0.7	0.7–1.0	1–10
f_s , стадия 2, %	15	25	5	10	15	30
f_s , стадия 3, %	23	39	7	19	5	4

позволяет получить характер зависимостей вдоль координаты x и рассчитать ряд интегральных характеристик.

а) Использование одномерного приближения в конденсированной области является обоснованным, так как характерный пространственный масштаб явлений, влияющих на распыление (объемный нагрев УФ-излучением, теплопроводность, опускание поверхности, плавление), в направлении y не превосходит $3 \cdot 10^{-2}$ см и существенно меньше, чем масштаб изменения интенсивности излучения в направлении $x \sim 1$ см.

б) Процессы нагрева пара и его газодинамического расширения в общем случае являются взаимосвязанными и требуют двумерного описания в плоскости x, y . Отделить и приближенно описать в одномерном приближении стадию нагрева возможно, если нагрев пара до характерной температуры диссоциации углеводородных частиц происходит достаточно быстро в приповерхностной области, за пределами которой пар расширяется, почти не поглощая. Для рассматриваемой конфигурации и параметров импульса это условие выполняется в области стенки, находящейся в зоне тушения (рис.1, б), которая дает основной вклад в вынос массы (см. раз-

дел 2.2). Выполнение условия связано также с тем, что истечение пара из прерывателя в данной конфигурации является достаточно медленным.

В соответствии со сделанными предположениями воздействие дуги на стенку будет характеризоваться величиной потока теплового излучения $G_0(x, t)$ (рис. 3, табл. 1) и его спектральным составом (табл. 2) [1,12,13]. Согласно [12], подвижная дуга (стадия 2) имеет сложную форму и характеризуется неоднородным и неравномерным по спектральному составу излучением, тогда как на стадии 3 дуга имеет приближенно цилиндрическую форму, испускает равномерно по углу и приближенно равномерно по спектру. Слабое излучение формирующейся дуги на стадии 1 в модели не учитывается.

1.3. Модель распыления полимера

Модель основана на объемной фототепловой модели [14] и характеризуется следующими особенностями [11]: объединяет в себе свойства объемной фотохимической и тепловой поверхностной модели; описывает распыление через механизм фототеплового разрыва связей в объеме вещества как химическую реакцию первого порядка с зависимостью скорости от температуры аррениусовского типа. Распыление начинается, когда концентрация разорванных связей на поверхности достигает некоторого критического значения. Расширенная на случай распыления под действием теплового излучения дуги модель дополнительно учитывает немонахроматический состав излучения, частичное поглощение излучения продуктами распыления (паром) и плавление верхнего слоя полимера.

До начала распыления поток излучения дуги воздействует на неподвижную поверхность стенки, которая может находиться в твердом или расплавленном состоянии. После начала распыления (рис. 3) поверхность начинает перемещаться со скоростью V , и соответственно с такой же скоростью начинает двигаться связанная с поверхностью система координат, что приводит к появлению

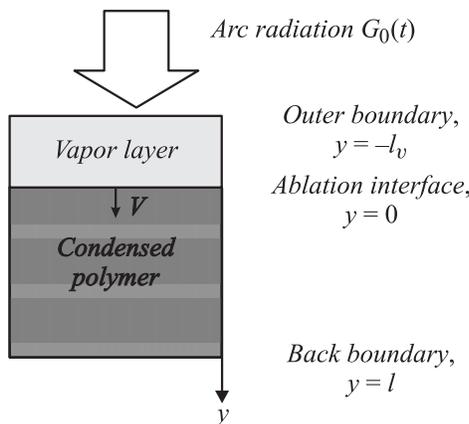


Рис. 3. Схема одномерной модели распыления.

конвективных членов во всех нестационарных уравнениях [11,14]. Одновременно над поверхностью формируется слой распыленного вещества, который частично поглощает излучение дуги и нагревается.

Уравнения в конденсированной фазе $y \in [0, l]$

— Уравнение кинетики для обобщенной реакции разрыва связей $(1 - n_b) \xrightarrow{k(T)} n_b$:

$$\frac{\partial n_b}{\partial t} - V \frac{\partial n_b}{\partial y} = (1 - n_b)k(T) = (1 - n_b)k_0 \exp(-E_a/k_b T). \quad (1)$$

Здесь n_b обозначает долю разорванных связей на единицу объема, $n_b = N_b/N_0$; N_b — концентрация разорванных связей; N_0 — концентрация исходных связей (мономеров); $(1 - n_b)$ — доля неразорванных связей; k_0 и E_a — частотный множитель и энергия активации для коэффициента скорости реакции; T — температура; k_b — постоянная Больцмана.

— Уравнение баланса энергии:

$$\frac{\partial H}{\partial t} - V \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(K \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q_r - \Delta H_a N_0 (1 - n_b) k_0 \exp(-E_a/k_b T), \quad (2)$$

$$H = \rho \int_{T_0}^T c_p(T') dT' + H_m \delta(T - T_m),$$

где H — энтальпия; ρ , c_p , K — плотность, теплоемкость и теплопроводность конденсированной фазы; Q_r — скорость объемного нагрева излучением источника; ΔH_a — энтальпия реакции на одну связь; $L_a \equiv \Delta H_a N_0$ — энтальпия, требуемая для разрыва всех связей; H_m и T_m обозначают энтальпию и температуру плавления, $\delta(x) \equiv \{0, x' < x; 1, x' \geq x\}$. Для полимеров T_m обозначает среднее значение температурного интервала, в котором фактически происходит переход вещества из твердого состояния в расплавленное.

— Уравнение Бугера переноса излучения для спектральных интервалов:

$$\frac{\partial G_s}{\partial y} = -\alpha_s G_s, \quad s = 1, \dots, N_s; \quad Q_r = \sum_s \alpha_s G_s, \quad (3)$$

где G_s и α_s обозначают интенсивность излучения и коэффициент поглощения конденсированного полимера для s -го спектрального интервала; N_s — число спектральных интервалов.

Уравнения для слоя пара $y \in [-l_v, 0]$

$$\frac{\partial H_v}{\partial t} - V \frac{\partial H_v}{\partial y} = Q_{vr}/\rho, \quad (4)$$

$$\frac{\partial G_{vs}}{\partial y} = -\alpha_{v0,s} G_s, \quad s = 1, \dots, N_s; \quad Q_{vr} = \sum_s \alpha_{v0,s} G_{vs}, \quad (5)$$

$H_v = H_v(T_v)$ — энтальпия единицы массы пара при температуре T_v ; G_{vs} и $\alpha_{v0,s}$ — интенсивность излучения в паре и динамический коэффициент поглощения [15] для s -го спектрального интервала, равный коэффициенту поглощения пара, взятому при плотности конденсированного полимера $\alpha_{v0,s} = \alpha_{vs}(\rho)$, и характеризующий поглощение на единичную толщину распыленного слоя.

Граничные и начальные условия

Граница распыления $y = 0$:

$$n_b = n_{cr}, \quad (6)$$

$$T_v = T, \quad (7)$$

$$K \partial T / \partial x = 0, \quad (8)$$

$$G_s = G_{vs}. \quad (9)$$

Верхняя граница слоя пара $y = -l_v$:

$$G_{vs} = G_{0s}. \quad (10)$$

Нижняя граница стенки $y = l$:

$$n_b = 0; \quad K \partial T / \partial y = 0. \quad (11)$$

Начальные условия для стенки $t = 0$:

$$n_b = 0; \quad T = T_0. \quad (12)$$

Начальные условия для слоя пара $t = t^*$:

$$H_v(y) = H(T(t^*, y = 0)). \quad (13)$$

Скорость фронта распыления определяется из условия (6), т.е. равняется скорости движения точки, в которой доля разорванных связей достигла критического значения n_{cr} .

1.4. Параметры модели

Параметры конденсированной фазы

Значения параметров приведены в табл. 3. Значения ρ , C_p , K , T_m , H_m для ПММА и ПА-6 взяты из справочников [16,17]; L_a рассчитывается по энергии связи ΔH_a и концентрации мономеров N_0 [14]. Параметры k_0 и E_a для обобщенной реакции разрыва связей могут быть заданы только приближенно [11]. Анализ значений, полученных или использованных в работах [14,17–19] показал, что скорость реакции $k(T)$ при характерной температуре на поверхности распыления ≈ 1000 К лежит в диапазоне 10^5 – 10^6 s^{-1} . Приведенные в табл. 3 значения для ПММА взяты из [18], а для ПА-6 — найдены на основе данных по высокотемпературному терморазложению [17]. Критическое значение для доли разорванных связей полагается равным 0.9. Значения коэффициентов α_s для всех спектральных интервалов и комментарии по способу их задания даны в табл. 4.

Таблица 3. Теплофизические параметры и параметры реакции разрыва связей для ПММА и ПА-6

Обозначения	$\rho, \text{g/cm}^3$	$C_p, \text{J/gK}$	$K, \text{W/cm} \cdot \text{K}$	T_m, K	$H_m, \text{J/g}$	$\Delta H_a, \text{eV}$	N_0, cm^{-3}	$L_a, \text{J/cm}^3$	E_a, eV	k_0, s^{-1}	n_{cr}
ПММА	1.2	1.85	0.0025	472	186	3.6	$7.2 \cdot 10^{21}$	3000	2.5	$3 \cdot 10^{17}$	0.9
ПА-6	1.23	2.40	0.0023	498	190	3.2	$6.5 \cdot 10^{21}$	2266	2.1	$7 \cdot 10^{15}$	0.9

Таблица 4. Коэффициенты поглощения полимера $\alpha_s [\text{cm}^{-1}]$

Длина волны, μm	0.12–0.2	0.2–0.35	0.35–0.4	0.4–0.7	0.7–1.0	1–10.0
ПММА	$5 \cdot 10^3$ ⁽¹⁾	$5 \cdot 10^2$ ⁽¹⁾	10 ⁽⁴⁾	Прозрачен ⁽⁴⁾	Прозрачен ⁽⁴⁾	10 ⁽⁴⁾
ПА-6	$5 \cdot 10^3$ ⁽²⁾	$3 \cdot 10^2$ ⁽³⁾	10 ⁽⁴⁾	10 ⁽⁴⁾	Прозрачен ⁽⁴⁾	Прозрачен ⁽⁴⁾

Примечание. ⁽¹⁾ Значения для ПММА заданы на основе данных по поглощению лазерного излучения: $\alpha = 4500 \text{ cm}^{-1}$ для $\lambda = 0.193$ [21a]; 500 для 0.248 [21a]; 50 для 0.35 μm [21b]. ⁽²⁾ Использовано то же значение, что и для ПММА. Поглощение этой составляющей излучения может быть описано в приближении поверхностного источника, точное значение коэффициента слабо влияет на результаты. ⁽³⁾ Значение подобрано с помощью зависимости полной удаленной массы от энергии дуги (см. 2.1). ⁽⁴⁾ Значения рассчитаны по справочным значениям коэффициентов пропускания [22].

Параметры паров полимера

Данные по энтальпии пара $H_v(T)$ и его равновесной плотности $\rho_v(T)$ взяты из [20]. Точные данные по коэффициентам поглощения пара в интересующем нас диапазоне температуры (1000–5000 К) отсутствуют. В [13] для расчета коэффициента поглощения в спектральном диапазоне 0.12–0.35 eV был предложен приближенный подход, основанный на данных по составу пара и общей информации по взаимодействию представленных в парах газов с УФ-излучением [23,24]:

$$\alpha_{v,uv}(T) = \sigma_{uv} \sum_j N_j(T), \quad (14)$$

где $\sigma_{uv} [\text{cm}^2]$ является свободным параметром, имеющим смысл эффективного сечения, $N_j(T)$, $j = \text{C}_2\text{H}_2, \text{C}_2\text{H}, \text{C}_2\text{H}_4, \text{CH}_4, \text{CHN}$ — концентрации учитываемых газов. Конкретное значение $\sigma_{uv} = 2.5 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ было подобрано из условия наилучшего соответствия расчетных и экспериментальных данных по полной удаленной

массе (см. 2.1). Коэффициенты динамического поглощения $\alpha_{v0,s}(T)$, $s = 1, 2$, используемые в уравнении (5) находятся как

$$\alpha_{v0,1}(T) = \alpha_{v0,2}(T) = \alpha_{v,uv}(T)\rho/\rho_v(T). \quad (15)$$

Полученные зависимости приведены на рис. 4. В диапазоне температуры $T < 4000$ К коэффициенты имеют характерное значение $3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$ для ПММА и $4 \cdot 10^3$ для ПА-6, а затем убывают до нуля вследствие диссоциации наиболее прочных из представленных углеводородных молекул C_2H_2 и C_2H .

Найденные значения по порядку величины согласуются с эффективным коэффициентом поглощения $\alpha_{v,\text{eff}}$, определенным в исследованиях по лазерному распылению с помощью так называемых кривых травления [11,15]:

$$l_v(F) = 1/\alpha_{v,\text{eff}} \log[F/F_{\text{th}}],$$

где F и F_{th} — фактическая и пороговая плотность энергии: $\alpha_{v,\text{eff}} = 1.35 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ при $\lambda = 0.248$ для ПММА [18], 10^3 при $\lambda = 0.308$ [21c] и $7 \cdot 10^3$ при $\lambda = 0.248 \mu\text{m}$ [21d] для ПА-6.

Поглощение более длинноволнового излучения $\lambda > 0.35 \mu\text{s}$, которое не оказывает влияния на распыление, но может повлиять на тепловой режим внутри стенки, не учитывается $\alpha_{v0,s} = 0$, $s = 3, \dots, 6$.

1.5. Численный метод

Задача решается конечно-разностным методом [25]. В области конденсированной фазы используется неоднородная расчетная сетка, сгущающаяся в направлении поверхности распыления, а в слое пара — подвижная адаптивная сетка [26] с законом движения узлов, обеспечивающим ее квазиравномерность на каждом шаге. Нестационарные уравнения включают члены, описывающие диффузию, реакцию и конвекцию, и аппроксимируются с помощью чисто неявных разностных схем [25].

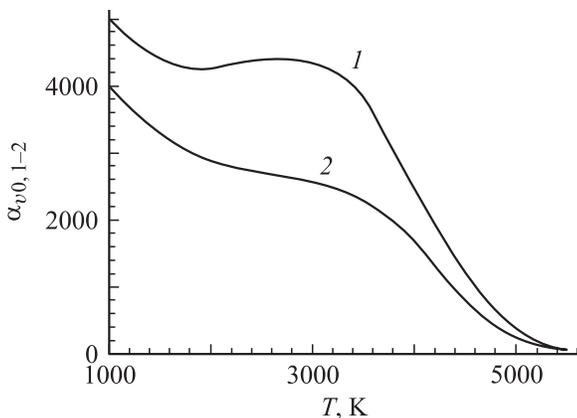


Рис. 4. Динамический коэффициент поглощения $\alpha_{v0,1-2}$ в диапазоне 0.12–0.35 μm для паров ПА-6 (1) и ПММА (2).

Система нелинейных алгебраических уравнений на каждом шаге по времени решалась итерационно методом расщепления по физическим процессам.

2. Результаты моделирования

2.1. Интегральные характеристики процесса распыления

Зависимость полной удаленной массы от выделившейся в дуге энергии $M_{\text{tot}}(E_a)$:

$$M_{\text{tot}}(t) = \int_0^x l_v(t, x) dx, \quad E_a(t) = \int_0^t U_a(t') I_a(t') dt'$$

является одной из наиболее часто используемых экспериментальных характеристик процесса распыления (рис. 5). Экспериментальные данные [1], обозначенные на рисунке символами, свидетельствуют, что с возрастанием энергии масса удаленного со стенок полимера возрастает по линейному закону. Зависимость $M_{\text{tot}}(E_a)$ рассчитывалась также с помощью построенной модели распыления. Сопоставление расчетной и экспериментальной кривых было использовано для доопределения параметров поглощения модели: эффективного сечения поглощения пара σ_{uv} и коэффициента поглощения α_2 (диапазон $0.2-0.35 \mu\text{m}$) для ПА-6. Результаты моделирования, полученные после определения этих параметров, показаны на рисунке сплошными линиями. Расчетные значения весьма точно соответствуют экспериментальным данным, показывая, в частности, тот же линейный характер зависимости.

Воздействие излучения на полимер зависит от длины волны [10,11]. Распределение энергии излучения дуги в системе стенка–пар, представленное на рис. 6, показывает что примерно 65% энергии, испускаемой в УФ-диапазоне, поглощается в приповерхностном слое и затрачивается на его нагрев и разрыв связей, а

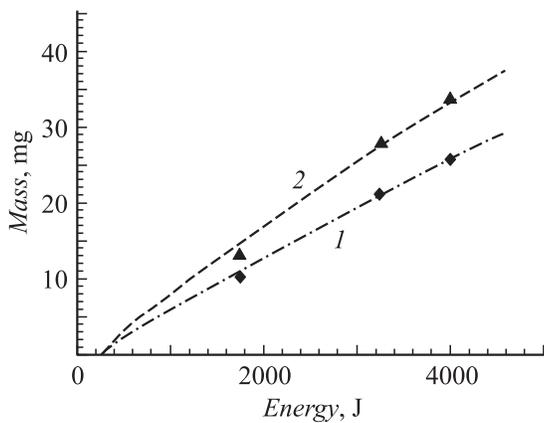


Рис. 5. Сопоставление зависимостей полной удаленной массы от энергии дуги: экспериментальные данные (символы) [1] и расчетные значения (кривые) для стенок из ПА-6 (◆, 1) и ПММА (▲, 2).

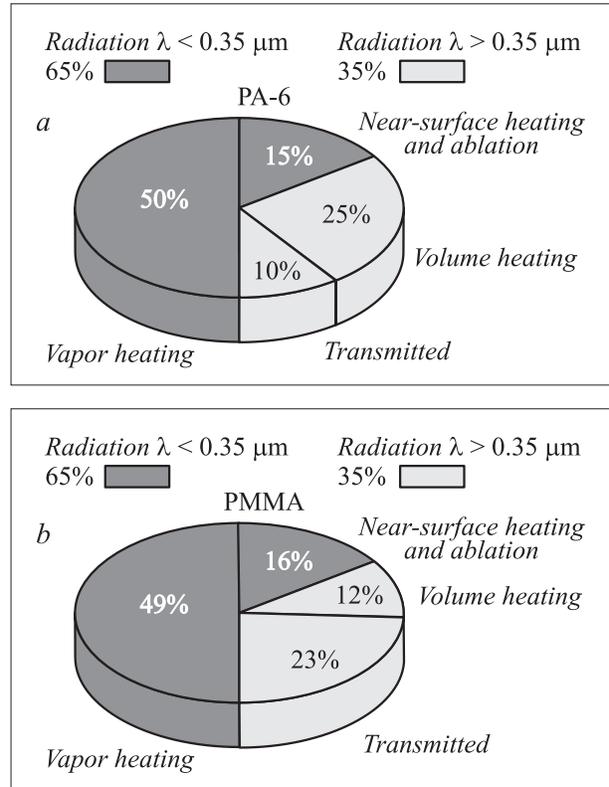


Рис. 6. Распределение энергии коротковолнового $\lambda < 0.35 \mu\text{m}$ и длинноволнового $\lambda > 0.35 \mu\text{m}$ излучения дуги.

также нагрев пара, тогда как оставшиеся 35% более длинноволнового излучения вызывают объемный нагрев или проходят сквозь стенку, не поглощаясь. Данное соотношение одинаково для обоих материалов, что согласуется с эмпирически найденной не зависящей от материала стенок величиной „потери мощности“: около 30% [1], представляющей собой долю излучения дуги, не вносящую вклад в распыление. В то же время отдельные составляющие энергозатрат могут отличаться: например, доля энергии, проходящая сквозь стенку не поглощаясь, для ПММА значительно больше (23%, стенка прозрачная), чем для ПА-6: 10%.

2.2. Особенности процесса распыления

Два режима распыления

Рассмотрим далее более детально ряд особенностей происходящих процессов. Как упоминалось во Введении, распыление полимеров может происходить в нескольких различных режимах, в зависимости от плотности энергии воздействия.

В данной задаче облучение поверхности стенки происходит сильно неравномерно (рис. 7). В частности, на расстоянии $x = 1 \text{ cm}$ от центра дуги интенсивность воздействия достигает $3 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$ и примерно на порядок превышает интенсивность в точке $x = 3.5 \text{ cm}$ (рис. 7, a). В обоих случаях начало облучения совпадает с началом

стадии 3 ($t \approx 2$ ms), т.е. приходом дуги в зону тушения. Неравномерность распределения плотности энергии вдоль стенки хорошо видна также на рис. 7, *b*, кривая F , левая ось. Как свидетельствует приведенный на этом же рисунке график толщины удаленного слоя l_v , правая ось, пороговая для начала распыления плотность энергии F_{th} излучения составляет 7.5 J/cm^2 , распыление происходит в области $x < 4$ см от центра дуги, и толщина удаленного слоя убывает с увеличением расстояния по такому же обратному квадратическому закону, что и плотность энергии.

На расстоянии 3.5 см от центра дуги плотность энергии превышает пороговую в полтора раза, $F = 1.5F_{th}$ и ход распыления аналогичен окологороговому режиму для лазерного воздействия [11]. Зависимости температуры, доли разорванных связей и толщины удаленного слоя от времени на поверхности стенки показаны на рис. 8 для двух материалов. Как видно из рисунка, процесс разрыва связей начинается позднее, чем интенсивный нагрев поверхности, вследствие достаточно высокой энергии активации реакции. Критическая доля разорванных связей $n_{cr} = 0.9$ достигается при $t \approx 5$ ms и соответствует началу распыления. В начальный момент толщина слоя резко (взрывообразно) нарастает, так как

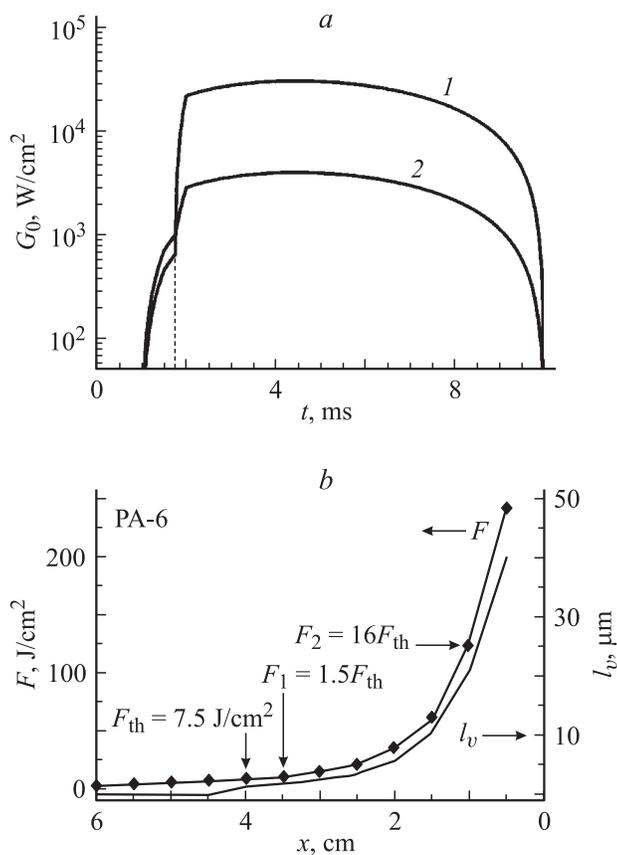


Рис. 7. *a*) зависимость интенсивности излучения $G_0(t)$ от времени в точках $x = 1$ (1) и 3.5 (2) см; *b*) распределение плотности энергии излучения F и толщины удаленного слоя l_v вдоль поверхности стенки.

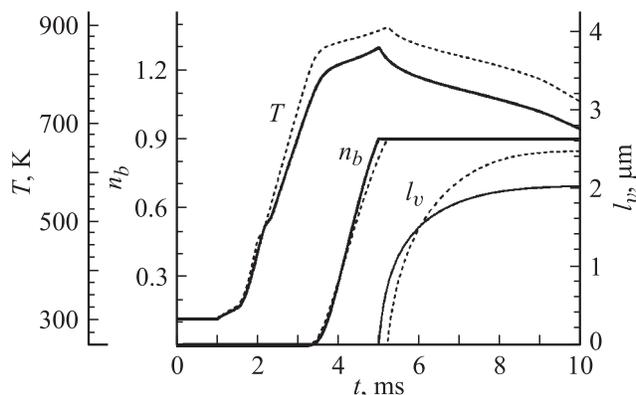


Рис. 8. Временные зависимости температуры T , доли разорванных связей n_b на поверхности распыления $y = 0$ и толщины удаленного слоя l_v в точке $x = 3.5$ см для стенок из ПА-6 (сплошная линия) и ПММА (пунктир).

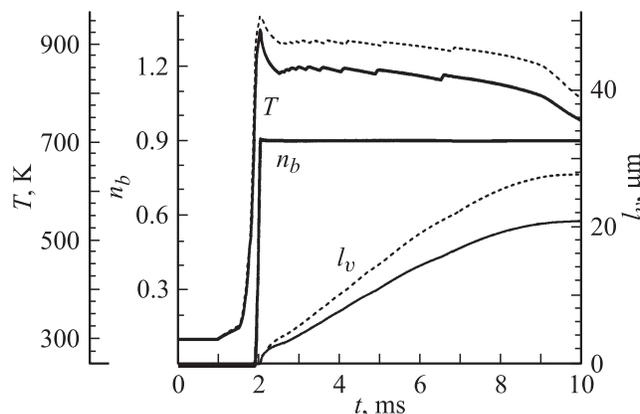


Рис. 9. То же, что на рис. 8, $x = 1$ см.

фронт распыления скользит по уже сформированной области прореагировавшего вещества [11]. Сопоставление результатов для двух материалов с отличающимися теплофизическими параметрами и параметрами реакции свидетельствует, что процесс распыления не очень чувствителен к этим величинам. Наиболее заметное отличие: более высокая температура поверхности для ПММА объясняется более высокой энергией активации реакции разрыва связей для этого материала. Как было установлено, нагрев пара излучением в этой области является медленным, и соответственно условие его описания в приближении одномерного неподвижного слоя не выполняется.

В точке $x = 1$ см плотность энергии более чем в 15 раз превышает пороговое значение и реализуется режим интенсивного распыления, определяемый поглощением в паре (рис. 9). В данном случае интенсивный прогрев поверхности и терморазложение приповерхностного слоя происходит за короткое время после прихода дуги, и распыление начинается примерно в момент 2 ms. Начальное увеличение толщины также

происходит резко, однако затем становится почти линейным и несколько замедляется на завершающей стадии импульса. Различия зависимостей на поверхности между двумя материалами, как и в точке $x = 3.5$ см, не очень значительные, а отличия по толщине удаленного слоя (для ПММА она больше примерно на 25%) определяются величиной энтальпии пара, которая для ПММА меньше: например, при температуре 4500 К она составляет 37.5, а для ПА-6 — 50.1 кДж/г.

Ход процессов вблизи дуги

Дополнительную информацию о ходе процесса распыления в точке $x = 1$ см дают распределения температуры и доли разорванных связей вдоль направления y на последовательные моменты времени для стенок из ПА-6 (рис. 10). Зависимости представлены в лабораторной системе координат, привязанной к начальному положению поверхности распыления. Фактическое положение границы на каждый из моментов времени показано крестиком на графике температуры: область слева от него соответствует пару, а справа — полимеру в конденсированном состоянии. Распределение температуры в приповерхностной области в конденсированной фазе является монотонным и достаточно медленно убывающим (рис. 10, а). В отличие от этого зона протекания реакции разложения является существенно более узкой — 10–20 μm (рис. 10, б). Нагрев распыленного вещества (пара) происходит за время ~ 1 мс в узкой зоне вблизи поверхности (рис. 10, а), за пределами которой температура остается на примерно постоянном уровне ~ 4500 К из-за резкого ослабления поглощения (см. также рис. 4). Данный результат указывает на то, что использованное для описания нагрева пара предположение 3б (см. разд. 1.2) вблизи дуги является допустимым.

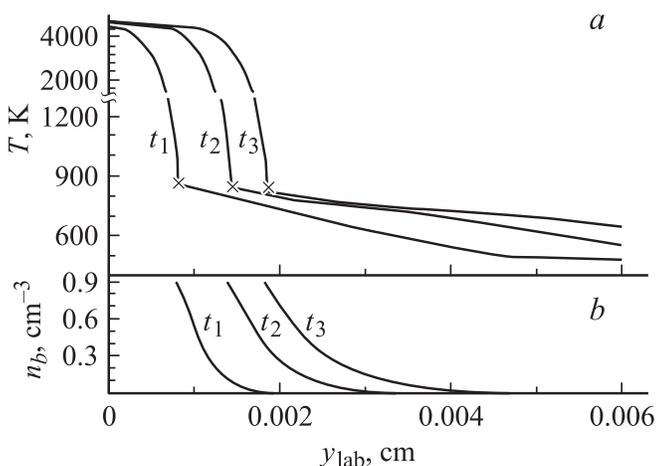


Рис. 10. Распределения температуры T (а) и доли разорванных связей n_b (б) вдоль направления y на последовательные моменты времени для стенок из ПА-6; $t_1 = 4$, $t_2 = 6$, $t_3 = 8$ мс.

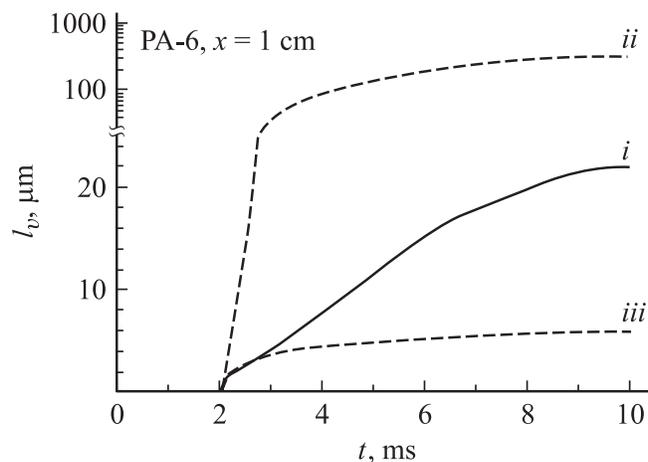


Рис. 11. Сопоставление зависимостей толщины удаленного слоя от времени $l_v(t)$, i — 21 μm ; ii — 300 μm ; iii — 6 μm .

Результаты вычислительного эксперимента, иллюстрирующего эффект поглощения в паре в режиме интенсивного распыления и выполненного со стенками из ПА-6, представлены на рис. 11. На нем сопоставлены зависимости толщины удаленного слоя от времени $l_v(t)$, полученные по трем различным моделям поглощения пара: i) основная модель (14), (15) — пара поглощает УФ-излучение при температуре менее ≈ 4500 К и почти прозрачен при более высокой температуре; ii) пар прозрачен при любых температурах; iii) пар поглощает при всех температурах с постоянным коэффициентом $\alpha_{v0,1-2} \approx 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Как видно на рисунке, толщина слоя, полученная для непоглощающего пара, на порядок больше результата для основной модели. С другой стороны, для полностью непрозрачного пара толщина удаленного слоя оказывается заниженной в несколько раз, и, что еще более важно, зависимость становится логарифмической, а не линейной. Таким образом, корректное описание поглощения в паре имеет принципиальную важность для правильного расчета толщины удаленного слоя.

Параметры зоны реакции разложения и расплавленной области

Полученные результаты позволяют оценить характерный размер расплавленной области стенки l_{melt} , определяемой по положению изотермы $T = T_m$, и области частично прореагировавшего вещества, определяемого по условию для доли разорванных связей: $n_b > 0.1$ (рис. 12), $t = 10$ мс. Плавление поверхности наблюдается на расстоянии до 7 см от центра дуги, охватывая большую часть стенки по длине, а толщина расплавленной зоны на расстоянии $x = 1$ см достигает $\approx 100 \mu\text{m}$. Значительно большая толщина расплава наблюдается в точке $x = 0.5$ см за счет объемного нагрева длинноволновым излучением $\lambda > 0.35 \mu\text{m}$, однако это значение является завышенным, так как поглощение излучения

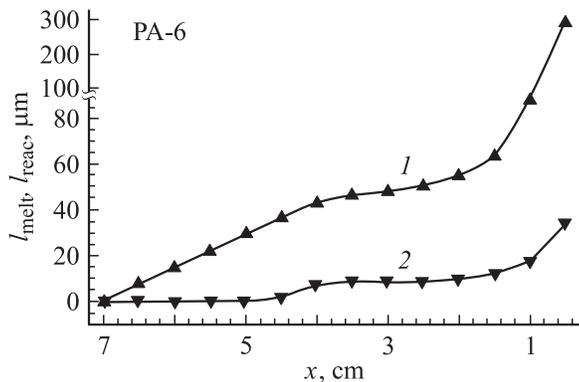


Рис. 12. Распределение толщины расплавленного слоя l_{melt} (1), определяемого по положению изотермы $T = T_m$ и зоны реакции l_{react} (2) разрыва связей, определяемой по условию $n_b > 0.1$ на момент времени $t = 10$ ms.

в паре в этой части спектра не учитывается. Зона с частично разрушенными связями l_{react} является менее протяженной $x < 4$ см, примерно совпадает с зоной абляции, а характерное значение ее толщины составляет $l_{\text{react}} \approx 10 \mu\text{m}$. Соответственно в случае повторного воздействия дуги в одном и том же прерывателе без замены стенок количество удаленного вещества возрастает вследствие явления инкубации (накопления) разорванных связей, часто наблюдаемого при воздействии последовательных лазерных импульсов [10,11].

Заключение

Представлена модель и исследовано распыление с поверхности полимерных стенок в камере прерывателя низкого напряжения для режима, при котором основные процессы идут в условиях квазистационарного воздействия стабилизированной дуги. Модель учитывает нагрев, плавление, терморазрушение полимера, а также поглощение УФ-излучения в паре и его нагрев. Было установлено, что:

— распыление стенок происходит под действием УФ-компоненты излучения $\lambda < 0.35 \mu\text{m}$, в котором испускается примерно 65% полной энергии излучения, тогда как более длинноволновая составляющая ($\lambda > 0.35 \mu\text{m}$) поглощается во внутренних областях стенки или проходит сквозь них;

— учет поглощения в паре имеет принципиальную важность для расчета распыления, линейный характер зависимости полной распыленной массы от энергии дуги может быть объяснен эффектом просветления пара вследствие диссоциации углеводородных частиц при температуре ~ 4500 К;

— с увеличением расстояния от центра дуги режим распыления меняется с интенсивного, определяемого поглощением в паре, на околороговой, существенно зависящий от параметров реакции разложения;

— реакция разложения протекает в достаточно узкой приповерхностной зоне с характерной толщиной $\sim 10 \mu\text{m}$ толщина области расплавленного полимера существенно больше и составляет 50–100 μm и более.

Сопоставление результатов для двух различных полимеров (ПА-6 и ПММА) указывает на то, что полученные закономерности ведут себя достаточно устойчиво по отношению к задаваемым приближенно параметрам реакции разложения. В дальнейшем разработанная модель будет использоваться для расчетов произвольных нестационарных режимов воздействия дуги при различной геометрии прерывателя.

Список литературы

- [1] Doméjean E., Chévrier P., Fiévet C., Petit P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. N 15. P. 2132–2142.
- [2] Fiévet C., Barrault M., Petit P., Chévrier P., Fluerier C., André V. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. N 21. P. 2991–2999.
- [3] Огурцова Н.Н., Подомиенский И.В., Rogovcev П.Н. // Теплофизика высоких температур. 1971. Т. 9. С. 430–435.
- [4] Niemeyer L. // IEEE Trans Power App. System. 1997. Vol. PAS-97. P. 950–958.
- [5] Ibrahim E.Z. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1980. Vol. 13. P. 2045–2065.
- [6] Kovitya P. // IEEE Transact. on Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15. N 3. P. 294–301.
- [7] Chévrier P., Barrault M., Fiévet C., Maftoul J., Milon Frémillon J. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1997. Vol. 30. N 9. P. 1346–1355.
- [8] Ruchti C.B., Niemeyer L. // IEEE Transact. on Plasma Sci. 1986. Vol. PS-14. P. 423–434.
- [9] Muller L. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. Vol. 26. P. 1253.
- [10] Lippert T., Dickinson J.T. // Chem. Rev. J. 2003. Vol. 103. N 2. P. 453–486.
- [11] Bityurin N., Luk'yanchuk B.S., Hong M.H., Chong T.C. // Chem. Rev. J. 2003. Vol. 103. N 2. P. 519–552.
- [12] Fiévet C., Maftoul J. Int. Conf. on Gas Discharges and Their Applications. Swansea, 1992. Vol. 1. P. 46–49.
- [13] Nossov V.V., Fiévet C., Hage B., Wild J. // Proc. of Eurotherm 78 Conf. Poitiers, France, Lavoisier, 2006. Vol. 1. P. 359–368.
- [14] Arnold N., Bityurin N. // Appl. Phys. A. 1999. Vol. 68. P. 615–625.
- [15] Lazare S., Granier V. // J. Laser Chemistry. 1989. Vol. 10. P. 25–40.
- [16] Polymer Handbook / Ed. by J. Brandrup, E.H. Immergut. London: John Wiley and Sons, 1989.
- [17] Encyclopaedia of Polymer Science and Engineering / Ed. by H.F. Mark et al. Vol. 11. N. Y.: Wiley-Interscience Publication, 1988.
- [18] Schmidt H., Ihlemann J., Wolff-Rottke B., Lutter K., Troe J. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. P. 5458–5468.
- [19] Srinivasan R. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. N 12. P. 7588–7593.
- [20] André P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1996. Vol. 7. P. 1963–1972.

- [21] Optical constants of PMMA and PA-6 polymers. a) *Srinivasan R.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. P. 2743; b) *Bozhevolnyi S.I.* et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. Vol. 27. P. 19; c) *Skordoulis S.D.* et al. // Appl. Surface Sci. 1995. Vol. 86. P. 239; d) *Laude L.* et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 1997. Vol. 131. P. 211.
- [22] Физические величины / Под ред. Григорьева И.С., Меликова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [23] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. 1. М.: Наука, 2000.
- [24] *Каменищikov В.А., Пластилин Ж.А., Николаев Б.М., Новицкий Л.А.* Излучательные свойства газов при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1971.
- [25] *Самарский А.А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1977.
- [26] *Дарьин Н.А., Мажукин В.И.* // ДАН СССР. 1988. Т. 298. С. 64–68.