

## Количественный подход к прогнозированию светостойкости полимерных материалов

© В.А. Кутыркин

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Создан количественный метод прогнозирования светостойкости полимерных материалов в произвольных спектральных условиях эксплуатации. Предлагаемый подход альтернативен используемому в настоящее время бально-рейтинговому подходу на основе эталонов синей шкалы.*

**Ключевые слова:** светостойкость, спектральные условия, прогнозирование светостойкости, решение интегральных уравнений.

**Введение.** Одной из основных проблем прогнозирования светостойкости полимерных (в частности, текстильных) материалов является сложность учета в испытаниях многообразия спектральных условий эксплуатации (условий облучения), обусловленных рядом естественных факторов: географическим положением, временем года, состоянием озонного слоя атмосферы и т. п.

Необходимость учета спектральных условий эксплуатации связана с тем, что значения квантовых выходов фоторазрушения молекул красителей в полимерных матрицах значительно зависят от длины волны действующего света. Например, для красителя родамина 6Ж в спиртовых растворах при изменении длины волны с 313 до 546 нм квантовый выход уменьшается более чем на два порядка [1]. Аналогичные явления наблюдаются и в твердых полимерах [2].

В настоящее время на практике используется подход максимально полной имитации некоторых усредненных спектральных условий эксплуатации в сочетании с применением эталонов синей шкалы (см., например, межгосударственный стандарт ГОСТ 8702–2005). Результат такого подхода представляется в качественном (балльно-индексном) виде.

В настоящей работе предлагается подход, позволяющий получить количественную оценку светостойкости в произвольных спектральных условиях эксплуатации. Реализация этого подхода основана на измерении светостойкости материала для фиксированного набора спектральных условий облучения, создаваемого при помощи ряда фильтров (стекол различной толщины), пропускающих свет известного спектрального состава. В этом случае задача получения количественной оценки светостойкости фактически сводится к ре-

шению интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода. Эта задача относится к типу некорректно поставленных задач [3]. Теоретическим решением такой задачи является функция плотности распределения по рассматриваемому физическому параметру – длине волны действующего света. Такая постановка задачи обуславливает ее некорректность. Авторы предлагают сменить постановку задачи, для чего в качестве теоретического решения рассматривают функцию распределения, индуцированную указанной выше функцией плотности распределения. При такой постановке задача становится корректно поставленной, если на конусе функций распределения ввести топологию \*-слабой сходимости [4]. Как известно, эта топология метризуема и для нее предлагалась соответствующая метрика [4], но она достаточно формальна и не обладает наглядными свойствами. В данной работе введена другая, более естественная и наглядная метрика, эквивалентная топологии \*-слабой сходимости, в рамках которой постановка задачи решения интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода становится корректной. В свою очередь, корректность предложенной постановки задачи решения интегрального уравнения обуславливает и корректность задачи вычисления значения любого непрерывного функционала от решения этого уравнения. Тем самым обосновывается предложенный в работе количественный подход к прогнозированию светостойкости в произвольных спектральных условиях эксплуатации, когда используются результаты предварительных испытаний в заданных спектральных условиях.

**Материалы и методы.** Для моделирования фиксированного набора спектральных условий облучения, необходимого для осуществления прогнозирования светостойкости, используются семь стандартных стекол (спектральных условий) толщиной 1, 2 и 3 мм. Такое количество стекол выбрано в соответствии с числом эталонов красителей, используемых в стандартной методике бальной оценки светостойкости.

Для создания различных спектральных условий облучения (фильтров) выбран набор стандартных стекол, приведенных в каталоге [5]: 1) УФС1 =  $C_1$ , 2) СС1 =  $C_2$ , 3) СС5 =  $C_3$ , 4) СС15 =  $C_4$ , 5) СС9 =  $C_5$ , 6) СЗС24 =  $C_6$ , 7) ПС11 =  $C_7$ , 0) С0 =  $C_0$  (обозначение для отсутствия фильтра-стекла). Приведенная нумерация стекол сохраняется на протяжении всей работы. Для стекла с номером  $i$  из этого списка толщиной  $l$  мм используется обозначение  $C_{il}$ . В табл. 1 для указанного набора стекол приведены зависимости показателя поглощения  $\tau_i$  от длины волны  $\lambda$  действующего света и номера  $i$  фильтра-стекла.

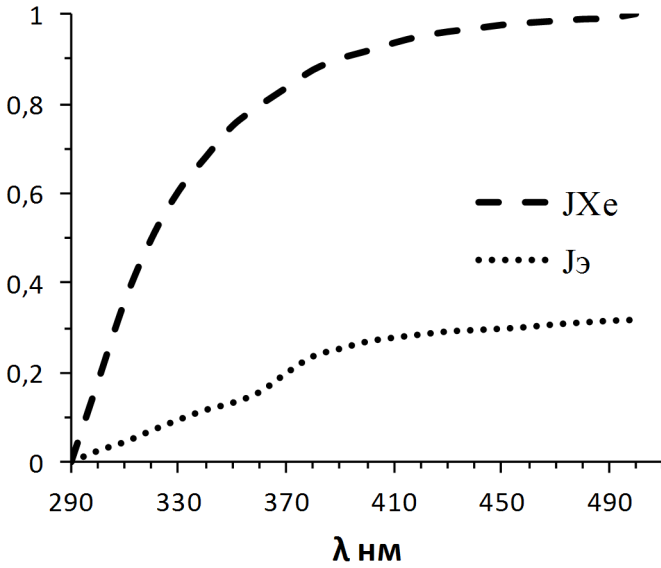
## Показатели поглощения стандартных стекол

$\lambda$ нм	$\tau_1$ $C_1$	$\tau_2$ $C_2$	$\tau_3$ $C_3$	$\tau_4$ $C_4$	$\tau_5$ $C_5$	$\tau_6$ $C_6$	$\tau_7$ $C_7$	$\tau_0$ $C_0$	$J_{Xe}$	$J_{\text{Э}}$	$\varphi$
290	0,013	4,600	>6	>6	1,500	0,240	0,006	0	0,000	0,000	0,959
300	0,008	2,000	>6	3,500	0,900	0,140	0,003	0	0,180	0,025	0,870
310	0,006	1,010	>6	1,900	0,400	0,077	0,002	0	0,360	0,045	0,785
320	0,004	0,480	>6	0,930	0,210	0,041	0,001	0	0,500	0,071	0,704
330	0,003	0,210	2,800	0,480	0,009	0,022	0,001	0	0,605	0,095	0,628
340	0,004	0,100	1,520	0,260	0,044	0,014	0,001	0	0,680	0,117	0,557
350	0,005	0,040	1,000	0,160	0,020	0,009	0,001	0	0,750	0,133	0,489
360	0,008	0,025	0,570	0,103	0,010	0,006	0,002	0	0,795	0,157	0,426
370	0,016	0,018	0,320	0,075	0,006	0,004	0,003	0	0,835	0,200	0,367
380	0,035	0,014	0,180	0,060	0,008	0,004	0,004	0	0,875	0,238	0,313
390	0,094	0,010	0,110	0,049	0,006	0,006	0,007	0	0,900	0,255	0,263
400	0,230	0,009	0,080	0,046	0,011	0,009	0,011	0	0,917	0,271	0,217
410	0,470	0,010	0,055	0,048	0,021	0,010	0,018	0	0,935	0,280	0,176
420	0,720	0,012	0,050	0,052	0,035	0,011	0,032	0	0,950	0,287	0,139
430	0,940	0,014	0,050	0,064	0,047	0,012	0,050	0	0,960	0,294	0,107
440	1,030	0,017	0,050	0,079	0,057	0,011	0,085	0	0,967	0,297	0,078
450	1,070	0,020	0,060	0,103	0,058	0,011	0,140	0	0,975	0,300	0,054
460	1,100	0,026	0,070	0,140	0,059	0,012	0,220	0	0,980	0,304	0,035
470	1,200	0,033	0,100	0,220	0,060	0,011	0,330	0	0,984	0,310	0,020
480	1,330	0,045	0,160	0,350	0,063	0,009	0,420	0	0,988	0,314	0,009
490	1,430	0,062	0,250	0,550	0,069	0,009	0,500	0	0,990	0,318	0,002
500	1,700	0,079	0,350	0,750	0,077	0,009	0,610	0	1,000	0,320	0,000

Согласно табл. 1, где приведены показатели поглощения  $\tau_i$  стандартных стекол, для выбранного набора можно рассчитать зависимости коэффициентов пропускания  $k_{il}$  от длины волны  $\lambda$  действующего света и толщины  $l = 1, 2, 3$  мм стекла  $C_{il}$  [5]:

$$k_{il}(\lambda) = 10^{-l\tau_i(\lambda)}. \quad (1)$$

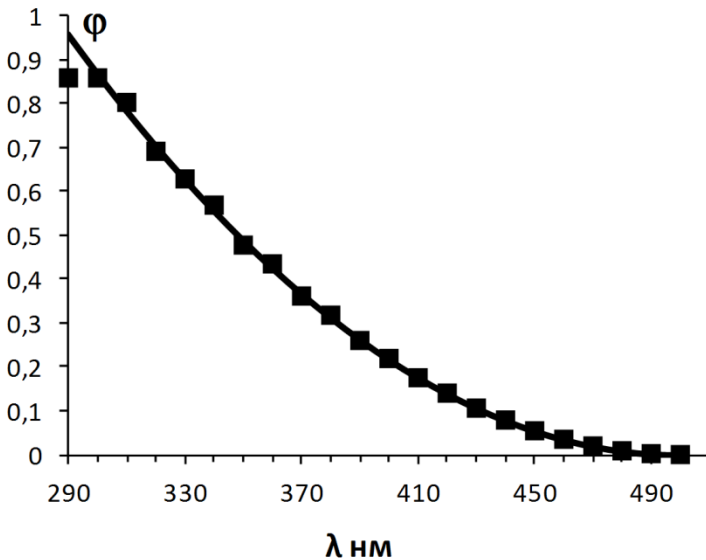
Для демонстрации методики был выбран диапазон длин волн 290...500 нм. Для того чтобы смоделировать спектральные условия облучения, в этом диапазоне выбран свет, аналогичный свету ксеноновой лампы в приборах Xenotest (ФРГ). Нормированный спектральный состав  $J_{Xe}$  этого света приведен в табл. 1 и показан на рис. 1, также приведены прогнозные спектральные условия облучения  $J_{\text{Э}}$ , представляющие собой модель усредненного за год наблюдения спектра света в средних широтах.



**Рис. 1.** Спектральные условия облучения:

$J_{Xe}$  – ксеноновая лампа;  $J_{Э}$  – условия эксплуатации

В качестве модельной зависимости квантового выхода процесса фоторазрушения от длины волны действующего света используется зависимость  $\varphi(\lambda)$ , приведенная в табл. 1 и показанная на рис. 2. Предполагается, что после длины волны 500 нм квантовый выход отсутствует (нулевой).



**Рис. 2.** Квантовые выходы: модельный  $\varphi$  (сплошная линия) и рассчитанный  $\varphi^*$  (маркеры) согласно выбранным условиям испытаний – набору стандартных фильтров-стеклол

Фиксированный набор спектральных условий испытаний  $J_{il}$  определяется с помощью указанных выше стандартных фильтров-стекол в виде [6]

$$J_{il}(\lambda) = J_{Xe}(\lambda)k_{il}(\lambda), \quad i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad \text{и} \quad l = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где  $J_{Xe}$  – спектр ксеноновой лампы (см. рис. 1 и табл. 1) и коэффициент пропускания  $k_{il}$  вычисленный по формуле (1).

Для наглядности изложения принципов рассматриваемого подхода используется предположение о мономолекулярности процесса фоторазрушения, что приводит к экспоненциальности кинетики этого процесса и позволяет характеризовать его (в условных единицах измерения) одним параметром – начальной скоростью процесса  $V_{il}$  для каждого стандартного стекла из указанного набора. В этом случае согласно формуле (2) для скорости  $V_{il}$  справедлива следующая формула [6, 7]:

$$V_{il} = \int_{290}^{500} J_{il}(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda. \quad (3)$$

Используя показатель  $\tau_i$  поглощения из табл. 1, фиксированный набор спектральных условий испытаний  $J_{il}$  из формулы (2) и модельный квантовый выход  $\varphi$  (см. табл. 1) согласно формуле (3) были приближенно рассчитаны начальные скорости  $V_{il}$  процессов фоторазрушения в выбранных спектральных условиях испытаний  $J_{il}$  ( $i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$  и  $l = 1, 2, 3$ ). В табл. 2 приведены приближенные значения этих начальных скоростей.

Используя значения начальных скоростей можно поставить задачу оценки значения  $V_0^3$  скорости процесса фоторазрушения в спектральных условиях эксплуатации  $J_3$  (см. табл. 1 и рис. 1):

$$V_0^3 = \int_{290}^{500} J_3(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda. \quad (4)$$

Для этого, согласно формулам (3), необходимо решить систему интегральных уравнений:

$$\int_{290}^{500} J_{il}(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda = V_{il}, \quad i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad \text{и} \quad l = 1, 2, 3, \quad (5)$$

где приближенные значения  $V_{il}$  приведены в табл. 2, а спектральные условия испытаний  $J_{il}$  найдены по формулам (1), (2), (3) и табл. 1. Найдя из системы (5) приближенную зависимость  $\varphi^*$  квантового выхода процесса фоторазрушения по заданным в табл. 1 спектральным условиям эксплуатации  $J_{\vartheta}$  можно определить приближенное значение  $V_0^{*\vartheta}$  скорости процесса фоторазрушения в этих условиях эксплуатации:

$$V_0^{*\vartheta} = \int_{290}^{500} J_{\vartheta}(\lambda)\varphi^*(\lambda)d\lambda. \quad (6)$$

Таблица 2

**Модельный  $\varphi$  и рассчитанный  $\varphi^*$  квантовые выходы  
и их интегральные показатели  $\Phi$  и  $\Phi^*$**

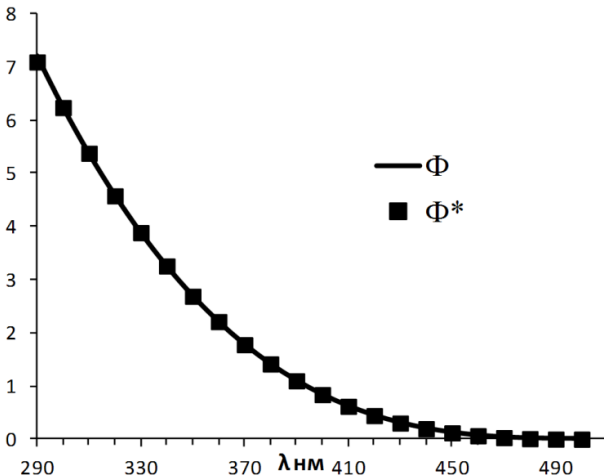
$\lambda$ , нм	$\varphi$	$\varphi^*$	$\Phi$	$\Phi^*$
290	0,959	0,858	7,197	7,093
300	0,870	0,858	6,239	6,235
310	0,785	0,802	5,369	5,377
320	0,704	0,691	4,584	4,575
330	0,628	0,628	3,880	3,884
340	0,557	0,568	3,252	3,256
350	0,489	0,477	2,695	2,688
360	0,426	0,434	2,206	2,211
370	0,367	0,361	1,780	1,776
380	0,313	0,317	1,413	1,415
390	0,263	0,260	1,100	1,098
400	0,217	0,219	0,837	0,838
410	0,176	0,175	0,620	0,619
420	0,139	0,140	0,443	0,444
430	0,107	0,106	0,304	0,304
440	0,078	0,079	0,198	0,198
450	0,054	0,054	0,120	0,119
460	0,035	0,035	0,065	0,065
470	0,020	0,020	0,030	0,030
480	0,009	0,009	0,011	0,011
490	0,002	0,002	0,002	0,002
500	0,000	0,000	0,000	0,000

**Результаты и обсуждение.** Для решения системы интегральных уравнений (4) был использован метод конечных сумм [8], когда интегралы в этой системе вычислялись с помощью квадратурных формул прямоугольников (шаг сетки 10 нм). В результате система (4) сведена к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), решение  $\varphi^*$  которой определялось с помощью метода наименьших квадратов и с использованием малого параметра регуляризации по невязке в правой части системы интегральных уравнений (5). На рис. 2 показаны графики модельного  $\varphi$  (см. последний столбец в табл. 1) и рассчитанного  $\varphi^*$  (согласно используемому регуляризованному методу конечных сумм) квантовых выходов. Для количественного сравнения квантовых выходов  $\varphi$  и  $\varphi^*$  в табл. 2 приведены их значения для рассматриваемого в работе диапазона длин волн облучения. Сравнение графиков зависимостей квантовых выходов  $\varphi$  и  $\varphi^*$  от длин волн приведены на рис. 2. Кроме того, на рис. 3 (см. также табл. 2) показаны графики интегральных показателей  $\Phi$  и  $\Phi^*$  квантовых выходов  $\varphi$  и  $\varphi^*$  соответственно, для которых

$$\Phi(\lambda) = - \int_{500}^{\lambda} \varphi(\alpha) d\alpha, \quad (7)$$

$$\Phi^*(\lambda) = - \int_{500}^{\lambda} \varphi^*(\alpha) d\alpha. \quad (8)$$

Интегралы в формулах (7) и (8) вычислены приближенно на основе квадратурных формул прямоугольников (шаг сетки 10 нм).



**Рис 3.** Интегральные показатели  $\Phi$  и  $\Phi^*$  квантовых выходов  $\varphi$  и  $\varphi^*$

Из количественного сравнения квантовых выходов  $\varphi$  и  $\varphi^*$ , приведенных в табл. 2, можно сделать вывод об эффективности предлагаемого количественного подхода к прогнозированию светостойкости на произвольные спектральные условия эксплуатации для выбранного набора стандартных фильтров-стекол. Это подтверждается при количественном сравнении в спектральных условиях эксплуатации (для выбранного набора стандартных стекол) модельных начальных скоростей процесса фоторазрушения  $V_{il}^{\text{э}}$  с рассчитанными  $V_{il}^{*\text{э}}$ :

$$\int_{290}^{500} J_{\text{э}}(\lambda)k_{il}(\lambda)\varphi(\lambda)d\lambda = V_{il}^{\text{э}}, \quad i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \text{ и } l = 1, 2, 3, \quad (9)$$

$$\int_{290}^{500} J_{\text{э}}(\lambda)k_{il}(\lambda)\varphi^*(\lambda)d\lambda = V_{il}^{*\text{э}}, \quad i = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \text{ и } l = 1, 2, 3. \quad (10)$$

Значения начальных скоростей  $V_{il}^{\text{э}}$  и  $V_{il}^{*\text{э}}$ , вычисленные приближенно с помощью квадратурных формул прямоугольников (шаг сетки 10 нм), приведены в табл. 3.

Таблица 3

**Приближенные  $V_{ij}^{\text{э}}$  и рассчитанные  $V_{ij}^{*\text{э}}$  начальные скорости процессов фоторазрушения в фиксированных спектральных условиях эксплуатации для различных фильтров-стекол и их толщин ( $l = 1, 2, 3$ )**

$l \text{ мм} \setminus C_i$	$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C_6$	$C_7$	$C_0$
$V_{i1}^{\text{э}}$	6,205	6,709	3,699	5,508	7,256	7,864	7,864	8,178
$V_{i1}^{*\text{э}}$	6,205	6,709	3,699	5,507	7,256	7,864	7,865	8,178
$V_{i2}^{\text{э}}$	5,587	6,092	2,747	4,383	6,726	7,583	7,625	8,178
$V_{i2}^{*\text{э}}$	5,588	6,092	2,747	4,382	6,726	7,583	7,626	8,178
$V_{i3}^{\text{э}}$	5,246	5,667	2,181	3,615	6,336	7,330	7,431	8,178
$V_{i3}^{*\text{э}}$	5,247	5,667	2,181	3,615	6,335	7,330	7,431	8,178

Кратко остановимся на теоретическом обосновании эффективности предложенного подхода количественного прогнозирования светостойкости на произвольные условия эксплуатации.

Рассматриваемая задача прогнозирования является приближенным аналогом задачи вычисления отклика  $v^{\text{э}}$  системы, имеющего вид



$$v^3 = \int_a^b J_3(\lambda) f_0(\lambda) d\lambda, \quad (11)$$

где  $J_3$  – заданная гладкая на отрезке  $[a; b]$  функция;  $f_0 \geq 0$  – неизвестная неотрицательная функция, которую можно рассматривать как плотность непрерывной справа на отрезке  $[a; b]$  функции распределения  $F_0$ , вычисляемой для  $\lambda \in [a; b]$  согласно формуле

$$F_0(\lambda) = \int_a^\lambda f_0(\theta) d\theta. \quad (12)$$

Поэтому согласно (10) и (11) этот отклик можно представить в виде

$$v^3 = \int_a^b J_3(\lambda) dF_0(\lambda). \quad (13)$$

В формуле (11)  $F$  – неизвестная неубывающая, неотрицательная, ограниченная и непрерывная справа на отрезке  $[a; b]$  функция, информация о которой задана в виде интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода:

$$\int_a^b J(r, \lambda) dF(\lambda) = v(r), \quad r \in [\alpha; \beta], \quad (14)$$

где  $J$  – заданная гладкая на бруске  $B = [a; b] \times [\alpha; \beta]$  функция.

Предполагается, что уравнение (14) имеет единственное решение  $F_0$ .

Далее  $X = C([a; b], \mathbb{R})$  – банахово пространство непрерывных на отрезке функций с нормой равномерной сходимости. Предполагается, что в сопряженном к нему пространстве  $X^*$  введена топология \*-слабой сходимости, т. е. для любой сходящейся к функции  $f \in X$  последовательности  $(f_n \in X)_{\mathbb{N}}$  и элемента  $F \in X^*$  следует, что последовательность  $(F(f_n))_{\mathbb{N}}$  сходится к числу  $F(f)$ . Согласно [4] любой функционал пространства  $X^*$  однозначно представляется некоторой непрерывной справа на отрезке  $[a; b]$  функцией  $F$  с ограниченной вариацией, определяющей для любой функции  $f \in X$  значение  $F(f)$  посредством формулы

$$F(f) = \int_a^b f(\lambda) dF(\lambda). \quad (15)$$

В таком образом определенном пространстве  $X^*$  решение уравнения (14) является корректно поставленной задачей [6]. Следовательно, задача вычисления отклика  $v^3$ , согласно его виду (13), также является корректно поставленной. Этот факт и будет теоретическим обоснованием эффективности предложенного количественного подхода к прогнозированию светостойкости на произвольные спектральные условия эксплуатации.

Следует особо отметить, что задача определения плотности  $f_0$  функции распределения  $F_0$  из интегрального уравнения (14) относится к некорректно поставленным. Однако это не мешает приближенному вычислению отклика  $v^3$ , если использовать вместо (11) представление (13), для которого задача вычисления неизвестной функции  $F_0$  из уравнения (14) является корректно поставленной в топологии \*-слабой сходимости.

Согласно [4] топология \*-слабой сходимости в пространстве  $X^*$  метризуема, но рассмотренная там метрика не обладает наглядностью. Поэтому предложим другую, более естественную и наглядную метрику для топологии \*-слабой сходимости в пространстве  $X^*$ .

Для евклидовой плоскости  $\mathbb{R}^2$  выражение  $\rho(u, v)$  обозначает расстояние между двумя точками  $u, v \in \mathbb{R}^2$ . Если  $U \subset \mathbb{R}^2$  – непустое замкнутое и ограниченное множество и  $v \in \mathbb{R}^2$ , то  $\rho(v, U) = \min\{\rho(v, u) : u \in U\}$  – расстояние Хаусдорфа между множеством  $U$  и точкой  $v$ . Если  $V \subset \mathbb{R}^2$  – еще одно непустое замкнутое и ограниченное множество, то  $\rho(U, V) = \max\{\max\{\rho(u, V) : u \in U\}, \max\{\rho(v, U) : v \in V\}\}$  – расстояние Хаусдорфа между множествами  $U$  и  $V$ .

Для неубывающей, непрерывной справа на отрезке  $[a; b]$  функции ограниченной вариации  $F_1 \in X^*$  ( $X = C([a; b], \mathbb{R})$ ) введем в евклидовой плоскости  $\mathbb{R}^2$  подграфик  $Sgr(F_1)$ , для которого:

$$Sgr(F_1) = \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 : x \in [a; b], y \leq F_1(x)\}. \quad (16)$$

Используя (16) и его границу  $\partial(Sgr(F_1))$ , назовем графиком  $gr(F_1)$  функции  $F_1$  замкнутое множество вида:

$$gr(F_1) = \partial(Sgr(F_1)) - \{(-\infty; F_1(a)) \cup (-\infty; F_1(b))\}. \quad (17)$$

Для непрерывной функции  $F_1$  график  $gr(F_1)$ , введенный формулой (17), совпадает с ее обычным графиком. Если же функция  $F_1$  разрывна в точке  $r_0 \in [a; b]$  и  $\lim_{r \rightarrow r_0-0} F_1(r) = R$ , то обычный график функции  $F_1$  дополняется отрезком плоскости  $\mathbb{R}^2$ , соединяющим точки  $(r_0, R)$  и  $(r_0, F_1(r_0))$ . В частности, если функция  $F_1$  является вероятностной функцией распределения для плотности распределения  $f_1$  в виде дельта-функции, сосредоточенной в точке  $r_0 \in (a; b)$ , то график  $gr(F_1)$  образует непрерывную «ступеньку» единичной высоты на плоскости  $\mathbb{R}^2$ , с подъемом в точке  $r_0$ , началом в точке  $(a, 0) \in \mathbb{R}^2$  и окончанием в точке  $(b, 1) \in \mathbb{R}^2$ .

Если  $F_2 \in X^*$  – другая функция, то для расстояния  $d(F_1, F_2)$  между элементами  $F_1$  и  $F_2$ , используя формулу (17), по определению, полагаем

$$d(F_1, F_2) = \rho(gr(F_1), gr(F_2)). \quad (18)$$

Топология метрического пространства  $(X^*; d)$  с таким образом введенной метрикой  $d$  является топологией \*-слабой сходимости. Две функции  $F_1, F_2 \in X^*$  близки в метрике  $d$ , если согласно формуле (18), близки их графики  $gr(F_1)$  и  $gr(F_2)$  на плоскости  $\mathbb{R}^2$ . Не строго говоря, если «кисточкой» радиуса  $\varepsilon > 0$  «нарисовать краской» график  $gr(F_1)$ , то все функции, графики которых попадают в «окрашенную» область плоскости  $\mathbb{R}^2$ , будут находиться в  $\varepsilon$ -окрестности функции  $F_1$  в пространстве  $(X^*; d)$ .

**Заключение.** Предложен количественный подход к прогнозированию светостойкости полимерных материалов в произвольных спектральных условиях облучения. Его работоспособность продемонстрирована на конкретном модельном примере. Кроме того, в работе приведено теоретическое обоснование эффективности предложенного подхода, который может быть полезен и для других прикладных задач, в частности, при решении обратной задачи лидарного зондирования (см., например, [9], [10] и [11]), проблематика которых исследуется в [12], [13] и [14].

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Анисимов В.М. *Кинетические аспекты фотохимических реакций в твердых полимерах*. Дис. ... д-ра хим. наук. ИХФ АН СССР, Москва, 1989, 254 с.
- [2] Мардалейшвили И.Р., Анисимов В.М. Кинетические особенности фоторазрушения родамина 6Ж в полиметилметакрилате. *Журнал прикладной спектроскопии*, 1986, т. 4, с. 581–584.
- [3] Тихонов А.Н., Арсенин В.А. *Методы решения некорректных задач*. Москва, Наука, 1974.
- [4] Колмогоров А.Н., Фомин С.В. *Элементы теории функций и функционального анализа*. Москва, Наука, 1975.
- [5] *Каталог цветного стекла*. Москва, Машиностроение, 1967.
- [6] Эмануль Н.М., Бучаченко А.Л. *Химическая физика молекулярного разрушения и стабилизации полимеров*. Москва, Наука, 1988.
- [7] Уэйн Р. *Основы и применение фотохимии*. Москва, Мир, 1991.
- [8] Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. *Численные методы*. Москва, БИНОМ, Лаборатория знаний, 2004.
- [9] Зуев В.Е., Наац И.Э. *Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы*. Новосибирск, Наука, 1982.
- [10] Зуев В.Е., Наац И.Э. *Обратные задачи оптики атмосферы*. Ленинград, Гидрометеоздат, 1990.
- [11] Дрофа А.С., Коршунов В.А., Романов Н.П. *Определение оптических локационных характеристик пылевого аэрозоля. Физика атмосферы*. Санкт-Петербург, Гидрометеоздат, 1996.
- [12] Schneider J., Eixmann R. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2002, vol. 2, pp. 313–323.
- [13] Veselovskii A., Kolgotin V., Griaznov D. *Appl. Opt.* 2002, vol. 41, pp. 3685–3699.
- [14] Muller D., Wandinger U., Althausen D., Fiebig M. *Appl. Opt.* 2001, vol. 40, pp. 4863–4869.

Статья поступила в редакцию 27.06.2013

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Кутыркин В.А. Количественный подход к прогнозированию светостойкости полимерных материалов. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2013, вып. 9. URL: <http://engjournal.ru/catalog/mathmodel/material/961.html>

**Кутыркин Владимир Андреевич** родился в 1952 г., окончил механико-математический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова в 1974 г. Канд. физ-мат. наук, доцент кафедры «Вычислительная математика и математическая физика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Область научных интересов: прикладная математическая статистика, вычислительная и дискретная математика, биоинформатика. Автор более 50 публикаций. e-mail: vkutyркиn@yandex.ru