

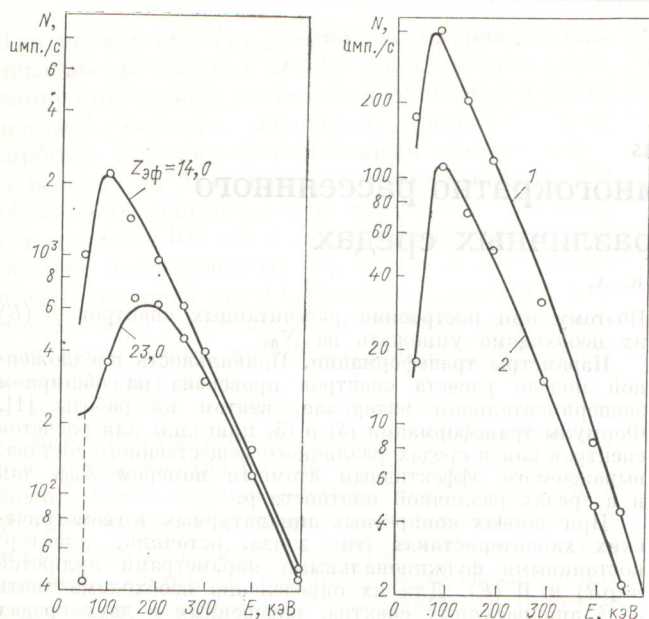


Рис. 1. Спектры источника ^{137}Cs [детектор $\text{NaI(Tl)} + 2 \text{ мм Al}$] в средах разного вещественного состава на расстоянии $\rho R = 52 \text{ г/см}^2$ от источника. Здесь и на рис. 2 — эксперимент, $\circ$ — расчет
Рис. 2. Спектры источника ^{137}Cs [детектор $\text{NaI(Tl)} + 2 \text{ мм Al}$] в песке 1 ($\rho = 1,70 \text{ г/см}^3$) и граните 2 ($\rho = 2,66 \text{ г/см}^3$) на расстоянии $R = 30 \text{ см}$ от источника

щие эмпирические формулы для параметров трансформации:

$$n(\rho R) = 2,49 \ln \rho R - \left(\frac{27}{\rho R} \right)^3 - 7,04; \quad (6)$$

$$W(E) = 2090 \exp(-0,0153E) + 28870 \exp(-0,0375E). \quad (7)$$

Экспериментальная проверка. На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные и рассчитанные спектры точечного источника ^{137}Cs в средах различного вещественного состава и плотности. Для расчетов использованы данные табл. 1, полученные на другом экспериментальном материале.

Расхождения между расчетными и экспериментальными значениями находятся в пределах $\pm 10\%$. Существенное различие наблюдается в точке спектра $E = 50 \text{ кэВ}$ для среды $Z_{\text{эф}} = 23,0$, что объясняется искажением аппаратного спектра за счет пика вылета детектора NaI(Tl) .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцыбашев В. А., Иванюкович Г. А. Сцинтилляционные спектры рассеянного гамма-излучения точечных источников. М., Атомиздат, 1969.
2. Лейпунский О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
3. Филиппов Е. М. Ядерная геофизика. Т. 1. Новосибирск, Наука, 1973.

Поступило в Редакцию 03.04.78

УДК 537.533.7:535.341:535.399

К разработке методики прогнозирования радиационного окрашивания оптических материалов под действием электронов

БАЛАШОВ А. П., БЕРДНИКОВ Я. А.

Наиболее общей характеристикой степени радиационного воздействия на оптические материалы является величина поглощенной энергии [1]. Представление опытных данных о наведенном оптическом поглощении (НОП) в функции поглощенной дозы позволяет оценить уровень радиационного потемнения оптических элементов аппаратуры, работающей в полях излучений, с характеристиками, отличающимися от реализованных в эксперименте или не воспроизводимых опытным путем. При этом необходимо учесть нестабильность радиационных центров окраски (РЦО), приводящую к спаду НОП стекол после облучения [1].

В работах [2–4] для некоторых марок стекол исследованы глубинное распределение НОП и его связь с распределением поглощенной дозы $D(r)$ электронов энергией до 10 МэВ. Установлено, что в процессе выдержки образцов после облучения в течение 1–2000 ч при комнатной температуре форма глубинного распределения РЦО сохраняется, что свидетельствует о независимости закона отжига РЦО $f(t)$ от поглощенной дозы в исследованной области доз до $5 \cdot 10^5 \text{ рад}$ (1 рад = 0,01 Гр). Показано также, что измеренное в разные моменты выдержки НОП стекол одинаково зависит от дозы для электронов разных энергий и γ -излучения ^{60}Co .

С учетом этих обстоятельств можно считать, что

$$S(r, t) = S_0[D(r)] f(t), \quad (1)$$

где $S_0(D)$ — зависимость приращения оптической плотности от дозы в момент прекращения облучения; $S(r, t)$ — радиационное приращение оптической плотности в точке r в момент времени t после облучения.

В работе [4] экспериментальные результаты спада оптической плотности со временем были аппроксимированы зависимостью, вытекающей из представлений о существовании спектра энергии активации [5]. Другая модель распада РЦО [6] приводит к виду функции

$$f(t) = \frac{S(t)}{S_0} = \left(1 + \frac{t}{\beta}\right)^{-\alpha}. \quad (2)$$

Анализ экспериментальных данных, полученных в области $t > 1 \text{ ч}$, не позволил сделать определенный выбор между этими моделями. Используя выражение (2), в отличие от аппроксимации [4] можно по результатам измерений $S(r, t)$ для $t > 1 \text{ ч}$ восстановить вид функции $S_0(r)$ и, сопоставив последнюю с рассчитанными по методике [7] зависимостями $D(r)$, найти $S_0(D)$.

Значения параметров α и β (табл. 1) обеспечивают с погрешностью не более 10% в области $t > 1 \text{ ч}$ согласие расчетных и экспериментальных данных по отжигу при комнатной температуре стекол, облученных электронами энергией 5–10 МэВ до потока $10^{12} - 10^{13} \text{ электр./см}^2$ и γ -излучением ^{60}Co . Зависимость $S_0(D)$ для доз до $5 \cdot 10^5 \text{ рад}$

Таблица 1
Параметры в формулах, аппроксимирующих зависимости $S_0(D)$ и $f(t)$

Марка стекла	A_1 , см ⁻¹	A_2 , 10 ⁻⁵ рад ⁻¹	A_3 , см ⁻¹ ·рад ⁻¹	α	β , ч
БК4	0,184	1,01	0,336	0,0869	4,0
БК11	0,173	1,59	0,227	0,122	2,5
K20	0,592	0,78	0,117	0,102	2,5
TK1	0,027	2,69	0,203	0,100	3,0
K2 *	0	—	0,155	0,0489	1,2

* До доз $\sim 10^5$ рад.

Таблица 2
Режимы облучения стекол

Марка стекла	E_0 , МэВ	F_0 , 10 ¹³ электр./см ²	d , см	$E_{ср}$, МэВ	t , ч	δ , %
TK1	8,5	1,6	0,72	4,6	500	7,4
TK1	8,5	1,6	0,98	3,4	600	5,7
БК11	7,5	2,0	0,72	3,7	600	5,6
K20	7,5	4,0	0,98	2,5	600	2,3

была описана выражением

$$S_0(D) = A_1 [1 - \exp(-A_2 D)] + A_3 D. \quad (3)$$

Параметры A_1 , A_2 , A_3 приведены в табл. 1. Относительное отклонение точек от аппроксимирующей кривой для разных марок стекол не превышает 3—5%. Примеры

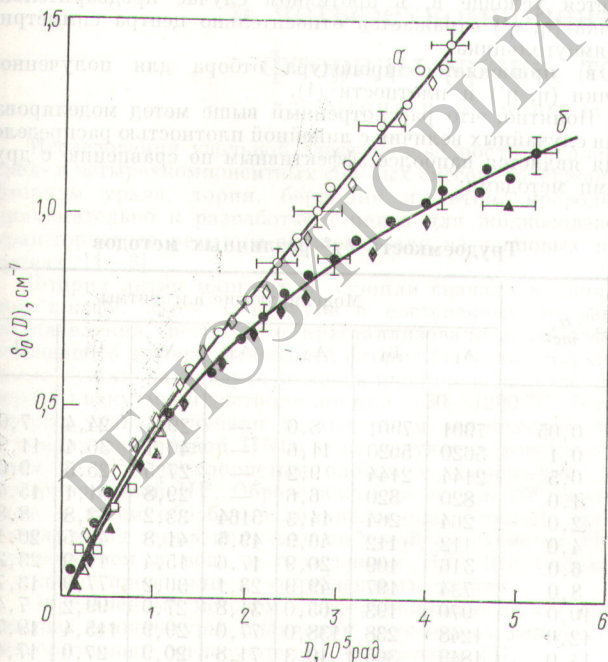
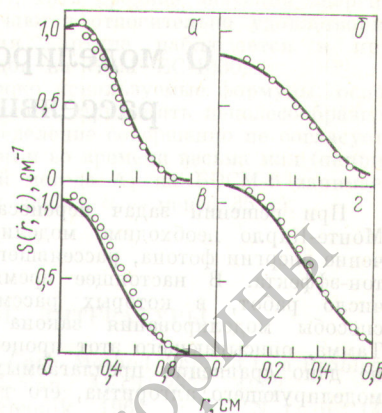


Рис. 1. Зависимость наведенного оптического поглощения от дозы для стекол БК4 (а) и К20 (б), облученных электронами энергией 9,5 (□) и 5 МэВ (△, ●) и γ -квантами ^{60}Co (Δ, ▲); — аппроксимация; точки — эксперимент

Рис. 2. Глубинное распределение наведенного оптического поглощения в образцах 1—4 (а, б, в, г): — расчет; ○ — эксперимент



зависимости $S_0(D)$ приведены на рис. 1. Следует отметить, что справедливость экстраполяции зависимости (2) в области малого ($t < 1$ ч) времени требует дополнительного экспериментального подтверждения. Однако для $t > 1$ ч использование приведенных параметров функций (2) и (3) позволяет с погрешностью не более 10% рассчитать $S(t)$ для исследованных типов стекол. Таким образом, схема расчета пространственного распределения НОП в стеклах состоит из следующих этапов: расчет пространственного распределения поглощенной дозы $D(r)$ с учетом характеристик поля радиации, состава и геометрии образца; переход от распределения дозы к распределению НОП по объему; учет изменения оптической плотности за время выдержки.

Для проверки предлагаемой методики экспериментально исследовано воздействие смешанного электронного и тормозного излучения на стекла промышленных марок. Пучок электронов от ускорителя ЛУЭ-8-5 подавали на плоский алюминиевый барьер, непосредственно за которым располагали образец стекла. Время облучения составляло 100—200 с. Расчет проведен по программе, модифицированной для двуслойной (алюминий — стекло) композиции. В табл. 2 приведены средние энергии электронов, действующих на образец стекла, при различных значениях энергии E_0 и потока F_0 электронов, бомбардирующих слой алюминия толщиной d . Ширина энергетического спектра электронов на половине высоты 1—2 МэВ.

Измеренные зависимости $S(r, t)$ сравнивали с расчетом (рис. 2). В табл. 2 указаны режимы облучения и относительные отклонения δ экспериментальных значений от расчетных. Заметные в ряде случаев систематические отклонения связаны, по-видимому, с погрешностью определения потока электронов цилиндром Фарадея. Наблюдаемое в целом вполне удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных профилей потемнения подтверждает практическую применимость методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бюргановская Г. В. и др. Действие излучения на неорганические стекла. М., Атомиздат, 1968.
- Балашов А. П. — В кн.: Тезисы докладов Всесоюз. конф. «Радиационные дефекты в твердых телах». Ашхабад, изд. Туркм. гос. ун-та, 1977, с. 87.
- Балашов А. П. и др. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 5, с. 459.
- Балашов А. П. — Там же, т. 45, вып. 3, с. 227.
- Treadaway M. e. a. — IEEE Trans. Nucl. Soc., 1976, v. NS-23, p. 1820.
- Barker R. e. a. — Phys. Chem. Glasses, 1965, v. 6, p. 24.
- Балашов А. П. и др. Деп. статья № 809-77. М., изд. ВИНТИ, 1977.

Поступило в Редакцию 25.12.78
В окончательной редакции 20.5.80