

1-2. Для γ -квантов, рассеянных на электронах (эффект Комптона), справедливо $B_0 = a(\alpha) b(\alpha) = \text{const}$, если $\alpha = m_0 c^2 / E_\gamma$ — относительная длина волны. Тогда для $s(\alpha) = s_0 + s_1(\alpha - \alpha_0)$ трансформантой изображения (4) является вырожденная гипергеометрическая функция

$$\Gamma_p(x, \alpha) = a(\alpha) b(\alpha_0) x \exp(-s_0 x) \times \\ \times F_1(1 - B_0/s_1; 2; (s_0 - s)x). \quad (7)$$

В работе [4] решения, аналогичные уравнению (7), получены для спектрально-временного распределения в предположении $A(\alpha' \rightarrow \alpha) = a(\alpha') (\alpha/\alpha')^x$ с той же функцией $s(\alpha)$.

Решение уравнения (7), найденное для γ -квантов, может быть использовано и для расчета потока нейтронов, рассеянных в водороде:

1-3. $a(u) = e^{-u}$; $b(u) = \Sigma_s(u) e^u$; u — летаргия нейтрона; Σ_s — сечение упругого рассеяния. Если сечения для водорода можно аппроксимировать выражениями $s(u) = s_0 e^{ku}$; $\Sigma_s(u) = \Sigma_{s_0} e^{ku}$, то

$$R(p, u) = \Sigma_{s_0}/k \ln [p + s(u)/p + s_0],$$

что приводит к трансформанте типа выражения (7)

$$\Gamma_p(x, u) = e^{-u \Sigma_{s_0} x} \exp(-s_0 x) F_1(1 - \Sigma_{s_0}/k; 2; (s_0 - s)x). \quad (8)$$

Для получения спектрально-временного распределения достаточно заменить $\Sigma_s \rightarrow \sqrt{2} \Sigma_s e^{-u/2}$, $s \rightarrow \sqrt{2} s e^{-u/2}$, $x \rightarrow t$.

2. Для высокоэнергетичных γ -квантов можно принять $A(\alpha' \rightarrow \alpha) = (a_0/2) (\alpha'^2/\alpha^2) (\alpha'/\alpha + \alpha/\alpha')$ [3]. Подставив индикатрису в уравнение (2) и делая замену $\Phi(p, \alpha) = \alpha^2 G(p, \alpha)$, получим уравнение переноса в изображении:

$$(p+s)\Phi(p, \alpha) = a_0/2 \int_{\alpha_0}^{\alpha} (1 + \alpha^2/\alpha'^2) \Phi(p, \alpha') d\alpha' + \\ + (a_0/2) (1 + \alpha^2/\alpha_0^2)/(p+s_0). \quad (9)$$

Продифференцировав, а затем разделив обе части выражения на α , получим следующую задачу для нахождения $\Phi(p, \alpha)$:

$$\alpha(p+s) \partial^2 \Phi / \partial \alpha^2 + (2s\alpha - (s+p) - a_0\alpha) \times \\ \times (\partial \Phi / \partial \alpha) + (\ddot{s}\alpha - \dot{s}) \Phi(p, \alpha) = 0; \\ \Phi(p, \alpha_0) = a_0 + \alpha_0^3/(p+s_0)^2; \partial \Phi / \partial \alpha |_{\alpha=\alpha_0} = \\ = a_0^3 \alpha_0^2 / (p+s_0)^2 + [a_0 - \dot{s}(\alpha_0)] \alpha_0^3 / (p+s_0)^3, \quad (10)$$

где \dot{s} и \ddot{s} — первая и вторая производные по α .

Для $s(\alpha) = s_0$ уравнение (10) имеет решение

$$\Phi(p, \alpha) = \alpha_0/a_0 + \{a_0(\alpha - \alpha_0)/p + s_0 + a_0 \alpha_0^3 / (p+s_0)^2 - \\ - \alpha_0/a_0\} \exp[a_0(\alpha - \alpha_0)/(p+s_0)], \quad (11)$$

позволяющее найти искомую функцию

$$\Gamma_p(x, \alpha) = \exp(-s_0 x) \alpha_0^2 / \alpha^2 \{(\alpha - \alpha_0) / \alpha \alpha_0 I_0(\rho) + \\ + 2(a_0 x - (\alpha - \alpha_0) / \alpha_0) I_1(\rho) / \rho\}, \quad (12)$$

где I_0, I_1 — модифицированные функции Бесселя,

$$\rho = 2 \sqrt{a_0 x (\alpha - \alpha_0)}.$$

Спектрально-временное распределение определяется простой заменой $x \rightarrow ct$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
2. Бещкин Н. В. и др. — Докл. АН СССР, 1975, т. 224, № 3, с. 569.
3. Лейлуцкий О. И., Новожилов Б. В., Сахаров В. Н. Прохождение гамма-излучения через вещество. М., Госизд-во физ.-мат.лит.-ры, 1960.
4. Кожевников Д. А. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 3, с. 178.

Поступило в Редакцию 24.04.80

УДК 539.1.043:535.813

Радиационная стойкость оптического пропускания кристаллов Ga_2Se_3 в ИК-области спектра

ГАЛЬЧИНЕЦКИЙ Л. П., КАТРУНОВ К. А., КОШКИН В. М., КУЛИК В. Н.

В работе [1] впервые описан эффект аномально высокой радиационной стойкости кристаллов типа полупрозрачного теллурида индия. В последующем были изучены зависимости некоторых параметров кристаллов такого типа от дозы ионизирующего излучения.

Радиационную стойкость моно- и поликристаллических образцов полупрозрачного теллурида индия (In_2Te_3) и полупрозрачного селенида галлия (Ga_2Se_3) изучали на основании измерений удельного сопротивления, концентрации носителей заряда, их подвижности [2—4], времени жизни неравновесных носителей при фотовозбуждении [5], спектральной зависимости коэффициента оптического поглощения вблизи края фундаментальной полосы спектров и абсолютного значения фотопроводимости [4]. Указанные параметры исследовали до и после воздействия смешанного потока реакторного излучения (вплоть до $3 \cdot 10^{18}$ быстрых нейтр./см²). Была продемонстрирована высокая радиационная стойкость этих материалов. Цель настоящей работы — исследование радиационной стойкости кристаллов Ga_2Se_3 при больших дозах облучения по данным об инфракрасном (ИК) пропускании.

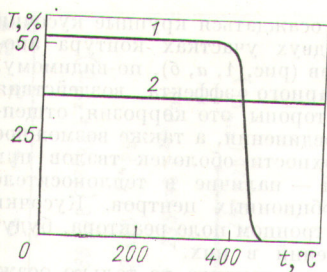
Измерения ИК-пропускания Ga_2Se_3 проводили на образцах, представляющих собой полированные поликристаллические пластинки толщиной до 1 мм. Коэффици-

циент пропускания T таких образцов измеряли инфракрасным спектрофотометром ИКС-14А в трех спектральных диапазонах: $1 \div 2,5$ мкм (стеклянная призма), $2 \div 6$ мкм (призма LiF) и $5 \div 12$ мкм (призма NaCl). В тех случаях, когда размеры пластинок были достаточно велики, образцы прикрепляли непосредственно к специальной диафрагме. Для пластинок малых линейных размеров измерения проводили на «кассетах» из образцов, которые набирали на оправке с той же диафрагмой. В последнем случае подбирали серию пластинок одинаковой толщины. Для компенсации световых потерь, вносимых диафрагмой, в канал эталона вводили предварительно откалиброванную ослабляющую сетку. Истинное пропускание образца рассчитывали по формуле

$$T_{\text{ист}} = \frac{T_d}{T_c} T_{\text{п}},$$

где T_d — пропускание диафрагмы; T_c — пропускание сетки; $T_{\text{п}}$ — показания прибора.

Образцы полупрозрачного селенида галлия облучали потоком смешанного излучения реактора (с фильтрацией медленных нейтронов). Интегральные дозы облучения, полученные различными образцами, составляли $3 \cdot 10^{18}$ и 10^{19} нейтр./см². Температура облучения не превышала



Коэффициент пропускания T образца Ga_2Se_3 при длине волны 5 мкм в зависимости от температуры t

60 °С. Для эффективного теплоотвода в процессе облучения образцы помещали в кварцевые ампулы, наполненные гелием. Фильтрацию медленных нейтронов проводили с помощью кадмиевой фольги, в которую завертывали ампулы. Измерения спектра пропускания пластин полуторного селенида галлия до и после указанного облучения выявили полное совпадение оптического пропускания. Таким образом, материал полуторного селенида галлия выдерживает без изменения прозрачности воздействие флюенса до 10^{19} нейтр./см².

Во время длительного облучения полуторного селенида галлия до 10^{19} нейтр./см² в кварцевые ампулы с образцами проникла вода, в которую они были погружены. В результате на поверхности Ga_2Se_3 появилась тонкая пленка окиси, которая привела к уменьшению пропускания образцов, хотя характер спектрального хода последних не изменился. После полирования пластин пропускание полностью восстановилось. Эти данные указывают на то, что в условиях радиации кристаллы Ga_2Se_3 необходимо предохранять от воздействия воды.

Как показывают приведенные выше данные, в Ga_2Se_3 после облучения в запрещенной зоне не возникает локальных уровней. Это согласуется с данными электрофизических измерений [2—4]. Эффект радиационной стойкости кристаллов с рыхлой решеткой описывается теорией

неустойчивых дефектов в подобных структурах, разработанной в работах [3, 6].

Благодаря термической стойкости оптического пропускания кристаллы Ga_2Se_3 могут служить хорошим материалом для инфракрасных окон в приборах, находящихся в поле ионизирующего излучения. Нами было проведено исследование действия температуры на пропускание образцов Ga_2Se_3 . Для этого образцы выдерживали при заданной температуре в течение часа. На рисунке приведены зависимости коэффициента пропускания образцов Ga_2Se_3 от температуры в вакууме до 10^{-2} мм рт. ст. (1 мм рт. ст. = 133,322 Па) (1) и на воздухе (2). Как видно из рисунка, пластины полуторного селенида галлия могут подвергаться нагреву в условиях эксплуатации на воздухе до 400 °С и не выше 550—600 °С в вакууме.

Полученные данные позволяют рекомендовать Ga_2Se_3 в качестве материала с практически неограниченным радиационным ресурсом для оптических инфракрасных окон.

Авторы выражают благодарность В. Р. Гурьеву за участие в изготовлении образцов, Н. Н. Петрову и О. В. Комарову за участие в обсуждении результатов исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гальцинский Л. П. и др.— Физика твердого тела, 1972, т. 14, с. 646.
2. Гальцинский Л. П. и др.— Электронная техника. Сер. материалы, 1975, вып. 10, с. 29.
3. Koshkin Y. M. e. a.— Rad. Effects, 1976, v. 29, № 1, p. 1.
4. Гальцинский Л. П. и др.— Электронная техника. Сер. материалы, 1976, вып. 10, с. 72.
5. Кошкин В. М., Усоскин А. И., Кулаков В. М.— В кн.: Физика и химия кристаллов. Харьков, изд. ВНИИМонокристаллов, 1977, с. 48.
6. Кошкин В. М., Забродский Ю. Р.— Докл. АН СССР, 1976, т. 227, с. 1232.

Поступило в Редакцию 20.05.80

УДК 621.039.58

Характер осаждения ядерного топлива на поверхности первого контура реактора с натриевым теплоносителем

КОРОЛЕВА В. П., ОТСТАВНОВ П. С.

Знание распределения топлива, вышедшего из разгерметизированных твэлов и находящегося в теплоносителе или осевшего на стенках трубопровода контура, необходимо не только для изучения радиационной обстановки, особенно при ремонтных работах и в аварийных ситуациях, но и для теоретических исследований его поведения. Как следует из результатов работ [1—4], важную роль при потере топлива за счет отщепления его кусочков играют осколки деления. Освобождаемая последними кинетическая энергия вызывает отрыв от поверхности большого числа атомов. В настоящей работе экспериментально исследован характер осаждения топлива из двуокиси плутония на стенках контура натриевого теплоносителя БР-10 [5] и определены размеры аномальных скоплений атомов по интенсивности излучения α -частиц.

Интенсивность α -излучения регистрировали твердыми трековыми детекторами [6] из нитроцеллюлозы (основа рентгеновской пленки марки РФ-5) толщиной 0,12 мм, плотно прикрепившейся на внутренней поверхности сдренированного контура. Химическая обработка нитроцеллюлозы и подсчет треков α -частиц аналогичны описан-

ному в работе [6]. Выбранный режим травления позволил наблюдать частицы размером не менее 10 мкм (размер трека), поэтому конгломераты с малым числом атомов топлива и размером < 10 мкм неразличимы.

Были исследованы три различных участка трубопровода, на каждом из которых устанавливали по несколько образцов нитроцеллюлозы размером 1×3 см² (см. рисунок). Всего было экспонировано и просмотрено под микроскопом ~60 см² пленки. При этом площадь 1 микрополя составляла 0,17 мм². Оказалось, что для двух серий пленок нитроцеллюлозы, относящихся к двум участкам трубопровода контура, близкая картина распределения треков: на фоне сравнительно малой равномерно распределенной плотности обнаружены вкрапления аномально большой плотности треков, соответствующих скоплениям частиц топлива концентрацией, отличной от концентрации в соседних участках в 4—7 раз. Наблюдаемые под микроскопом скопления, расстояние между которыми достигали 1 см и более, были круглыми с четкими краями, реже в виде растянутых полос. В большинстве случаев размер первых из них составлял ~0,2 мм в диаметре. Для выт-