

вались сцинтилляционным счетчиком, состоящим из фотоэлектронного умножителя типа ФЭУ-60 и плоского детектора диаметром 15 мм, приготовленного на основе светосостава $ZnS + B^{10}$. Способ приготовления светосостава описан в работе [5]. Толщина слоя светосостава 380 мг/см², а изотопная концентрация B^{10} в боре 95%. В детекторе происходил практически 100%-ный захват тепловых нейтронов. Эффективное время высвечивания детектора равно ~0,8 мксек. Для повышения быстродействия сцинтилляционный счетчик нейтронов работал в режиме импульса тока. Отметим, что при использовании детектора с характеристикой $1/v$ (для рассмотренного типа детектора толщина слоя равна ~10 мг/см²) эффект выделения первой гармоники $\varphi_1(E)$ значительно ухудшался. Влияние захватного γ -излучения устранялось соответствующим выбором уровня дискриминации импульсов в блоке детектирования. Правильность выбора уровня дискриминации импульсов контролировалась путем измерения $N(t)$ с аналогичным детектором, в светосоставе которого отсутствовал бор. Диаметр блока детектирования составлял 25 мм. При измерении временного распределения импульсов $N(t)$ вносной блок нейтронного генератора размещался в скважине таким образом, чтобы мишень нейтронной трубки находилась в центре модели. Детектор нейтронов располагался в скважине на расстоянии 250 мм выше мишени нейтронной трубки. Ширина окна временного анализатора импульсов составляла 10 мксек. Распределение $N(t)$ изучалось в интервале времени 10^{-3} — 10^3 мксек после окончания действия нейтронного импульса.

Результаты измерений $N(t)$ в двух средах силикатного состава приведены на рис. 1. Из рисунка следует, что время термализации нейтронов в отно-

сительно сухом и влажном песке равно соответственно ~100 и ~80 мксек. Среднее время жизни тепловых нейтронов, определенное по углу наклона прямолинейного участка графика, составляет в тех же средах 650 и 410 мксек. Расчетные значения параметра τ , полученные на основе данных таблицы для максвелловского спектра нейтронов, равны 730 и 350 мксек. Расхождения между экспериментальными и расчетными величинами можно объяснить погрешностью измерений (10%) и ошибками химических анализов (10%). По данным рис. 1 были определены значения $N(t) = N_{\tau}(t)$, графики которых приведены на рис. 2. Значения среднего времени термализации, вычисленные из этих данных, оказались равными в относительно сухом и влажном песке соответственно 20 и 17 мксек.

Таким образом, в горных породах силикатного состава с влажностью 4—19 вес.% этап термализации быстрых нейтронов заканчивается через 100—80 мксек после окончания действия нейтронного импульса. Спустя 100—80 мксек в таких средах спектр нейтронов должен быть близким к максвелловскому с наиболее вероятным значением скорости нейтронов ~2200 м/сек.

Поступило в Редакцию 5/V 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. А. Алексеев и др. В сб. «Ядерная геофизика», вып. 1, М., «Недра», 1968, стр. 3.
2. П. Скофилд. В сб. «Термализация нейтронов», М., Атомиздат, 1964, стр. 32.
3. К. Бекуртц. Там же, стр. 106.
4. Е. Меллер, Н. Съестранд. Там же, стр. 177.
5. Т. В. Тимофеева. «Атомная энергия», III, 156 (1957).

Об электризации тел γ -излучением

В. М. ЛЕНЧЕНКО

УДК 539.2:539.16.04

Известно, что α - и β -активные тела могут заряжаться до потенциалов, сравнимых с энергией излучаемых частиц. Такая высоковольтная электризация тел может происходить также и под действием нейтральных ядерных излучений в результате эмиссии заряженных частиц отдачи (например, за счет комптон- и фотоэлектронных при γ -облучении). Высокие разности потенциалов, которые возможны при γ -облучении гетерогенных систем, таких, как полупроводниковые приборы и устройства с влияющими электродами и изолирующими или защитными покрытиями, могут оказаться причиной их радиационной нестойкости. Особенно нестойкими по отношению к радиации являются микроэлектронные полупроводниковые элементы и устройства [1]. Обычно это объясняется радиационным образованием дефектов (вакансий и внедрений) в материале полупроводника и ускорением диффузионно контролируемых процессов, которые приводят к образованию вторичных дефектов. Это подтверждается экспериментами с гомогенными протяженными образцами.

В гетерогенных системах с развитыми границами раздела сред γ -радиационные эффекты не всегда удается объяснить дефектообразованием. Показательными в этом отношении являются исследования изменения флотуемости руд под действием γ -облучения малыми

дозами ($\sim 10^3$ — 10^4 рад) [2]. В отдельных случаях флотуемость менялась в несколько раз. Однако воспроизводимость результатов оказалось непонятой. Ясно, что такие дозы γ -излучения не должны приводить к заметным физико-химическим изменениям любых материалов. Однако, как будет показано ниже, такие дозы достаточны для заметной электризации тел. Время релаксации зарядов, определяемое уравнением $\tau = \epsilon r/4\lambda$, для слабоэлектропроводных тел (значение r велико) может измеряться часами и даже сутками, причем в течение этого времени такие частицы будут сохранять свою активность во флотурующем процессе. На γ -электризацию частиц (крупинки) руды и на время релаксации зарядов оказывают влияние фазовый состав руды, электрофизические и тормозные свойства каждой из фаз, измельченность руды и т. д. В этом и надо искать объяснение удач и неудач экспериментов по влиянию γ -облучения руд на их флотуемость.

Рассмотрим γ -электризацию тел (радиаторов и поглотителей заряженных частиц), имеющих простые геометрические формы и находящихся в окружении однородной внешней среды. Если в единице объема среды I образуется $N_1(\epsilon) d\epsilon$ заряженных частиц с энергией в интервале ϵ , $\epsilon + d\epsilon$ и если $P_r(\epsilon, z)$ — вероятность того, что частица вылетит за пределы среды I , то число частиц, вылетающих из объема V , определяется выра-

жением

$$N_r = V \int N_1(\epsilon) P_r(\epsilon, z) d\epsilon. \quad (1)$$

Аналогично можно определить и поток частиц, поглощаемых этой же средой:

$$N_a = V \int N_2(\epsilon) P_a(\epsilon, z) d\epsilon, \quad (2)$$

где $N_2(\epsilon) d\epsilon$ — число частиц, которые образуются в единице объема окружающей среды; $P_a(\epsilon, z)$ — эффективность поглощения; z — совокупность параметров, характеризующих тормозные способности сред. Для вычисления вероятностей $P_r(\epsilon, z)$ и $P_a(\epsilon, z)$ предположим, что траектории электронов; отдачи примолинейны, и пренебрежем разбросом пробегов для одной и той же энергии частиц. Тогда, подобно тому как это было сделано в работе [3], при вычислении энергетической эффективности радиаторов и поглотителей заряженных частиц можно использовать следующие выражения:

$$P_r(\epsilon, z) = \frac{1}{V} \int \frac{\mathbf{r} ds}{4\pi r^3} \Delta [r - R_1(\epsilon)] dV; \quad (3)$$

$$P_a(\epsilon, z) = \frac{1}{V} \int \frac{\mathbf{r} ds}{4\pi r^3} \Delta [R_2(\epsilon) - r] \Delta [l - R_1(q)]. \quad (4)$$

Здесь $R_1(\epsilon)$ и $R_2(\epsilon)$ — пробеги частицы с энергией ϵ в средах I и II соответственно; \mathbf{r} — радиус-вектор от места вылета частицы из элемента объема dV до ее пересечения с элементом поверхности ds ; q — энергия частицы в момент вхождения ее в поглотитель; l — расстояние между точками пересечения вектора \mathbf{r} и его продолжения с поверхностью поглотителя. Функция $\Delta(x)$ определяется уравнением

$$\Delta(x) = \begin{cases} 0 & \text{для } x < 0, \\ 1 & \text{для } x > 0. \end{cases}$$

Интегрирование в уравнении (3) производится по объему среды I, в выражении (4) — по объему внешней среды II.

В качестве примера приведем рассчитанные с помощью (3) и (4) выражения для P_r и P_a для пленочных и шариковых геометрий среды I (подробные расчеты опускаем из-за их очевидности):

а) для пленки

$$\left. \begin{aligned} P_r(x > 1) &= \frac{1}{2x}; \\ P_r(x < 1) &= 1 - \frac{x}{2}; \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} P_a(x > 1) &= \frac{R_2}{2R_1x}; \\ P_a(x < 1) &= \frac{R_2}{2R_1} \left[-\frac{x}{2\beta_2 n_1 - 1} + \frac{2\beta_2 n_1}{2\beta_2 n_1 - 1} x^{\beta_1 n_2 - 1} \right], \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $x = \frac{x_0}{R_1(\epsilon)}$; $\beta_1 = \frac{1}{n_1}$; $R_1 \equiv R_1(\epsilon)$; $R_2 \equiv R_2(\epsilon)$; x_0 — толщина пленки; n_1 и n_2 — показатели степени в степенной зависимости пробег — энергия $R(\epsilon) \sim \epsilon^n$, где $n = n_1$, $n = n_2$ для сред I и II соответственно;

б) для шариков

$$P_r(x \geq 1) = \frac{3}{2x} - \frac{1}{2x^3}; \quad P_r(x \leq 1) = 1; \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} P_a(x \geq 1) &= \frac{3R_2}{2R_1x} \left(1 - \frac{n_2 x^{-2}}{2n_1 + n_2} \right); \\ P_a(x \leq 1) &= \frac{3R_2}{2R_1x} \left(1 - \frac{n_2}{2n_1 + n_2} x^{\beta_1 n_2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где $x = 2r_0/R_1$; r_0 — радиус шарика. Из приведенных выражений видна роль дисперсности гетерогенной системы в γ -электризации ее составных частей. Разность потоков электронов отдачи из среды I в среду II и обратно, согласно выражениям (1), (2), будет определяться уравнением

$$\Delta N = V \int [N_1(\epsilon) P_r(\epsilon, z) - N_2(\epsilon) P_a(\epsilon, z)] d\epsilon. \quad (9)$$

При больших размерах фазы I ($x \gg 1$), согласно выражениям (5) — (8), это уравнение примет вид

$$\Delta N = S \frac{1}{4} \int [N_1(\epsilon) R_1(\epsilon) - N_2(\epsilon) R_2(\epsilon)] d\epsilon, \quad (9')$$

т. е. результирующий поток будет пропорционален поверхности раздела сред I и II и будет определяться их активностями $N_1(\epsilon)$ и $N_2(\epsilon)$, а также тормозными способностями $R_1(\epsilon)$ и $R_2(\epsilon)$. Для комптон-электронов $N(\epsilon) \sim Z$, $R \sim Z^{-1}$, где Z — атомный номер среды. Тем не менее для них выражение в квадратных скобках под интегралом (9') не равно нулю вследствие зависимости тормозных способностей сред от потенциалов ионизации. Что касается фотоэлектронов, то для них $N(\epsilon) \sim Z^k$, где $k \approx 3 \div 5$, поэтому фото-процесс имеет большое значение в электризации тел.

Для примера можем провести оценку скорости зарядки металлического шарика радиусом 1 см в γ -поле от Co^{60} мощностью дозы $\sim 10^3 \text{ рад}$. В единице объема среды (средней плотности) при этом будет поглощаться $\sim 10^{17} \text{ эв/см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$ энергии в виде электронов отдачи со средней энергией $\sim 10^4 \div 10^5 \text{ эв}$, так что $N(\epsilon) \approx 10^{12} \div 10^{13} \text{ частиц/см}^3 \cdot \text{сек}^{-1}$. Пробег таких электронов в твердых телах находится в интервале $10^{-3} - 10^{-1} \text{ см}$. Приняв $S \approx 10 \text{ см}^2$, согласно уравнению (9'), получим

$$\Delta N \approx SNR \approx 10^{10} \div 10^{13} \text{ частиц/сек.}$$

Без учета утечек заряда с поверхности шарика или его компенсации ионизационными токами такой поток электронов должен заряжать рассматриваемое тело до сотен вольт в 1 сек. Изолятор при этом может быстро зарядиться до пробивных напряжений.

Более точные оценки необходимо проводить с учетом спектра электронов отдачи и генерируемых полей, препятствующих дальнейшей зарядке тел. Если одна из сред является изолятором, то стационарная разность потенциалов ϕ между средами I и II при γ -облучении без учета утечек заряда по каналам электропроводности будет определяться уравнением

$$\int_0^{\epsilon_{\text{макс}}} N_2(\epsilon) P_a(\epsilon, z) d\epsilon = \int_0^{\epsilon_{\text{макс}}} N_1(\epsilon) P_r(\epsilon, z) d\epsilon. \quad (10)$$

Проведенные оценки показывают, что потенциал ϕ может достигать одной трети от максимальной энергии электронов отдачи $\epsilon_{\text{макс}}$. В γ -радиационной практике приходится сталкиваться с гораздо меньшими

потенциалами, однако довольно значительными, поэтому их нельзя не учитывать. Для их расчета в каждом конкретном случае необходимо составлять эквивалентную электрическую схему с учетом того, что границы раздела являются генераторами тока с мощностью, определяемой уравнениями (9), (9').

В заключение следует отметить важность постановки специальных экспериментов по изучению явлений электризации тел γ -излучением.

Поступило в Редакцию 25/IX 1969 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пленочная микроэлектроника. Под ред. Л. Холленда. М., «Мир», 1968.
2. П. П. Титов, А. К. Кикоин, А. Е. Бузынов. В сб. «Действие ядерных излучений на материалы». М., Изд-во АН УзССР, 1962, стр. 329.
3. В. М. Ленченко, Е. В. Сазонова, Л. А. Софиевко. «Атомная энергия», 28, вып. 5 (1970).

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ!

Атомиздат выпускает в I квартале 1971 г. сборник статей «**Физические проблемы защиты реакторов**» (Перев. с англ. Под ред. А. А. Абагына, А. В. Хрусталева, С. Г. Цыпина. 40 л., 4 руб. 20 коп., в переплете, п. 64 Тематического плана выпуска Атомиздата на 1970 г.)

Книга представляет собой сборник докладов Третьей международной конференции по физическим проблемам защиты реакторов (г. Харуэлл, Англия, 1967 г.). Материалы докладов освещают три проблемы:

1. Теория и методы расчета защиты.

2. Особенности прохождения излучений через неоднородности в защите.

3. Конструкция и характеристики защиты современных энергетических реакторов.

Кропотливому анализу подвергнуты полужемпирические методы практических расчетов: их точность, системы констант, пути улучшения. Интересным представляется предложение и анализ квазитранспортного приближения, в котором простота диффузионного приближения сочетается с удовлетворительной точностью описания пространственно-энергетического распределения нейтронов в широком энергетическом диапазоне. Интересный практически и полезный материал представлен в докладах о факторах накопления и об операторах пропускания и отражения γ -излучения.

Для расчетов прохождения излучений через неоднородности в защите используются альбедный метод,

метод лучевого анализа, метод Монте-Карло, метод последнего соударения и их сочетания. Подробно рассматриваются особенности распространения излучений в каналах, проходящих в водородсодержащих и безводородных средах. Предложено несколько приближенных формул для оценки прострела излучения по каналам.

Подробно анализируется защита проектируемых или уже работающих установок (HTGR, «Энрико Ферми»; АЭУ первого атомного корабля Японии). Обсуждается защита графитовых реакторов в корпусах из напряженного железобетона.

Специалисты найдут в сборнике полезный материал по широкому кругу вопросов, касающихся защиты от излучения, необходимый в их повседневной практической деятельности.

Заказы на книгу оформляйте в книжных магазинах, распространяющих научно-техническую литературу, а также в отделе «Книга-почтой» магазина № 8 (Москва, ул. Петровка, 15).

Атомиздат