

Электрический заряд в облученных диэлектриках и их свойства

В.В.Громов

*Институт физической химии Российской академии наук
117915, Москва, Ленинский проспект, 31, факс (095)335 – 1789*

Анализируется формирование электрического заряда в диэлектриках при воздействии ионизирующего излучения, являющееся одним из фундаментальных эффектов, сопровождающих облучение твердых тел. Возникновению повышенного интереса к этому явлению способствовало широкое использование мощных источников ионизирующего излучения в практических и научных целях. Особое место в этой проблеме занимают радиоактивные диэлектрики, т.е. высокоомные твердые материалы различной природы (стекла, кристаллические соединения, керамики и т.д.), в объеме которых постоянно находится источник ионизирующего излучения (радионуклиды). С такими объектами, например, приходится иметь дело в атомной технологии, при переработке и отверждении радиоактивных отходов. Как показывает опыт, на свойства облученных диэлектриков оказывает влияние не только наличие электрического заряда, вызванное непрерывным самооблучением, но и вид распределения заряда в объеме. Рассмотрены примеры связи между объемным зарядом радиоактивных и облученных диэлектриков и такими их характеристиками, как кинетика растворения, механические, электрофизические свойства, перераспределение поглощенной энергии ионизирующего излучения и др.

Библиография — 42 ссылки.

Оглавление

I. Введение	1064
II. Анализ процесса накопления объемного электрического заряда. Микроскопический подход. Облучение электронами	1065
III. Формирование объемного электрического заряда. Модель полного тока	1066
IV. Процессы зарядки при облучении диэлектриков γ -квантами	1066
V. Электрический заряд радиоактивных веществ	1069
VI. Зарядка радиоактивных образцов	1069
VII. Заряд и свойства твердых тел	1072
VIII. Кинетика растворения заряженных кристаллических веществ	1073
IX. Заключение	1076

I. Введение

Формирование значительных электрических зарядов в твердых веществах в процессе воздействия ионизирующего излучения (радиационное заряджение) как самостоятельное физическое явление было впервые обнаружено при изучении радиоактивных солей. В 1900 г. Пьер и Мария Кюри опубликовали результаты опытов по измерению заряда радиоактивных препаратов $Ba(Ra)Cl_2$.¹ При выбранной методике экспериментов можно было установить знак, но не величину стационарного электрического заряда,[†] так как определялся лишь ток ионизирующих частиц с данного образца. К сожалению, других исследований по заряджению радиоактивных образцов опубликовано не было.

Практически все последующие работы в данной области были направлены на решение важнейшей технической задачи — создание «радиоактивных источников тока» — атомных батарей. Функционирование некоторых типов

подобного рода источников тока базируется на принципе накопления зарядов коллектором, отделенным изолирующей прослойкой от радиоактивного препарата.² Работа таких атомных батарей теснейшим образом связана с процессами накопления и перераспределения зарядов в гетерогенной среде, состоящей из источника излучения, диэлектрической прослойки и коллектора.

Аналогичные эффекты проявляются также при воздействии ускоренных электронов, γ -квантов и других ионизирующих частиц на различные твердые материалы. Даже облучение электронами с энергией 50–100 кэВ в электронном микроскопе стимулирует взрывное разрушение таких кристаллов, как $BaSO_4$ и KCl ,³ за счет накопления электрических зарядов в объеме кристаллов. К катастрофическим последствиям приводили взрывы, обусловленные внутренним электрическим разрядом, свинцовых стекол защитных камер, в которых производили операции с γ -излучателем ^{60}Co (несколько сотен кюри).⁴

В результате «радиационного заряджения» изменяются и свойства твердых веществ.⁵ Весьма чувствительны к радиационному заряду каталитическая активность твердых тел, кинетика растворения, испарения, электрохимические и дру-

В.В.Громов. Доктор химических и физико-математических наук, заведующий лабораторией физикохимии радиоактивных и облученных твердых тел ИФХ РАН. Исследования в области радиационной физики и химии диэлектриков, изучения электретоного эффекта, массопереноса в гетерогенных системах.

Дата поступления 12 июля 1993 г.

[†] Под стационарным электрическим зарядом подразумевается максимальный и равновесный для данных условий заряд, накопившийся в исследуемом образце при облучении.

гие свойства. Фактически любое твердое соединение с удельным электрическим сопротивлением более 10^{12} Ом·м после облучения на длительное время переходит в «электретное состояние». ⁶ Например, в обычном оконном стекле после облучения его электронами образовавшийся электрический заряд уменьшается вдвое за ~ 100 ч. ⁷

В общем случае в любых диэлектриках при воздействии ионизирующего излучения происходят следующие изменения: формирование первичных и вторичных радиационных дефектов (возбужденные и ионизованные частицы, локализованные дырки и электроны, смещенные атомы и т.д.); локальное разупорядочение структуры диэлектрика (тепловые клинья, рекристаллизация); радиационно-химическое разложение (деградация) материала (характерно для сложных органических диэлектриков) и, как следствие, выделение летучих продуктов радиолиза; высокое локальное тепло-выделение (особенно при облучении мощными пучками ускоренных электронов), сопровождающееся формированием больших термических напряжений в зоне 1/3 величины пробега электронов в веществе, что может привести к испарению диэлектрика и микровзрыву; накопление объемного электрического заряда, часто до величин, при которых спонтанно возникают электрические разряды, приводящие к разрушению материала.

Все эти процессы изменяют свойства диэлектриков, в частности, вызывают ухудшение радиационной стойкости изоляционных материалов, приводят к повышению электропроводности, снижению механической прочности и др.

Независимо от условий формирования объемного электрического заряда (внешнее облучение или самооблучение в случае радиоактивных материалов) механизмы возникновения радиационного заряда базируются на следующих основных процессах: торможение заряженных частиц в объеме облучаемого однородного материала (или их эмиссия с поверхности); заряджение вследствие пространственной анизотропии свойств облучаемого материала (например, в гетерогенной системе); возникновение электрического заряда вследствие пространственного градиента плотности потока ионизирующего излучения.

Во всех этих случаях наблюдается макроскопически-неоднородное распределение плотности заряда по объему твердого тела, которое в случае радиоактивных диэлектриков (керамики, стекла, соли) сохраняется практически все время, пока в них присутствуют радионуклиды. Вследствие накопления электрического заряда могут реализоваться условия, при которых появляются локальные электрические разряды. Данное явление наряду с образованием радиационных нарушений следует рассматривать как один из фундаментальных эффектов, сопровождающих воздействие ионизирующего излучения на твердые диэлектрики. При этом энергия, необходимая для радиационно-электрического разрушения материала, гораздо меньше той, которая необходима для чисто радиационно-механической деструкции (за счет накопления радиационных дефектов).

II. Анализ процесса накопления объемного электрического заряда. Микроскопический подход. Облучение электронами

Наиболее полный анализ моделей динамики и кинетики формирования объемного заряда представлен в работах ^{8,9}. Основные положения, на которых основывается общий подход к решению данной задачи, следующие: в диэлектрике имеются свободные и захваченные носители разных знаков (электроны, дырки); при воздействии ионизирующего излучения в диэлектрике помимо избыточных (термализованных) электронов образуются также носители обоих знаков (в равных количествах) вследствие ионизации среды; убыль носителей осуществляется за счет их рекомбинации и дрейфа

к поверхности образца под влиянием поля объемного заряда; облучение воздействует на центры захвата, т.е. в зависимости от мощности дозы излучения может изменяться степень заполнения ловушек носителями; в переносе заряда участвуют носители обоих знаков; диффузионная составляющая тока носителей во внимание не принимается; перенос заряда подчиняется закону Ома. Поляризация диэлектрика под влиянием объемного заряда косвенно учитывается при анализе динамики заряда фактически с помощью включения условия о присутствии глубоких ловушек. Кроме этого, подразумевается, что диэлектрик изотропен по свойствам (хотя это справедливо в определенной мере лишь по отношению к аморфным материалам). Последнее допущение позволяет записывать кинетические уравнения в одномерном варианте (это упрощает решение) в такой форме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \mu_n \frac{\partial (En_0)}{\partial x} = G + G_n - k_1 n_0 p - k_2 n p_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} - \mu_p \frac{\partial (Ep_0)}{\partial x} = G - k_1 n_0 p - k_2 n p_0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = k_{3,n} n_0 [M_n(\xi) - n_T] - v_{0,n} \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right) n_T - k_2 p_0 n_T, \quad (3)$$

$$\frac{\partial p_T}{\partial t} = k_{3,p} p_0 [M_p(\xi) - p_T] - v_{0,p} \exp\left(-\frac{\xi}{kT}\right) p_T - k_1 n_0 p_T, \quad (4)$$

$$n = n_0 + \int_0^\infty n_T d\xi; \quad p = p_0 + \int_0^\infty p_T d\xi; \quad (5)$$

$$\frac{dE}{dx} = e \frac{p - n}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (6)$$

где e — заряд электрона; n — полная концентрация электронов в диэлектрике, равная концентрации дырок; n_0 — концентрация подвижных квазисвободных электронов с подвижностью μ_n ; G — скорость объемной инжекции свободных электронов и дырок при облучении диэлектрика; k_1, k_2 — константы скорости бимолекулярной рекомбинации носителей; k_3 — константа скорости захвата квазисвободных носителей; n_T, p_T — плотность захваченных (термализованных) электронов и дырок соответственно в интервале энергий ловушек $\xi \div \xi + d\xi$; ξ — энергетическая глубина ловушек, отсчитываемая от дна зоны проводимости; $M_n(\xi)$ — энергетическая плотность распределения ловушек электронов; v_0 — частотный фактор; G_n — скорость объемной инжекции электронов; символ p везде относится к дыркам; E — напряженность поля, создаваемого объемным зарядом; k — постоянная Больцмана.

Функции источников носителей $G(x, t)$ и $G_n(x, t)$ зависят от условий облучения, вида излучений, толщины образца и напряженности электрического поля объемного заряда (т.е. и от локальной мощности поглощенной дозы). Последнее делает систему уравнений (1)–(6) существенно нелинейной. Поэтому обычно рассматриваются частные случаи решений.

Для определенности проанализируем только один наиболее часто встречающийся на практике вариант облучения пластины, торцы которой покрыты проводящим слоем, т.е. закороченный плоский диэлектрик толщиной h . Систему уравнений (1)–(6) при этом нужно дополнить условием

$$\int_0^h E(x, t) dx = 0. \quad (7)$$

Наиболее сложным этапом решения данной задачи является оценка функций источников $G(x, t)$ и $G_n(x, t)$. Как правило, приходится пользоваться приближенными расчетами (например, с помощью метода Монте-Карло в приближении непрерывного замедления инжектируемых электронов), полуэмпирическими зависимостями или прямыми экспериментальными определениями. ^{8–11}

Случай 1. Облучение диэлектрика проводится быстрыми электронами, пробег которых превышает толщину образца. При этом достигается объемная равномерность распределения мощности поглощенной дозы излучения и плотности источников термализованных электронов (т.е. имеет место первично равномерное распределение объемного заряда). Кроме того, предполагается, что единственными подвижными носителями заряда являются электроны. При таких условиях в стационарном режиме ($t \rightarrow \infty$), решение системы уравнений (1)–(7) имеет вид

$$\bar{n}_0 = \left[\frac{(G + G_n) \sin \alpha \pi}{k_1 M_0 \alpha \pi} \right]^\Delta \left(\frac{v_0}{k_{3,n}} \right)^{\alpha/(1+\alpha)}, \quad (8)$$

где $\bar{n}_0$ — стационарная концентрация электронов; M_0 — стационарное распределение энергетической плотности ловушек; $\Delta = (1 + \alpha)^{-1}$; α — дисперсионный параметр, равный T/T_1 [T — температура образца; T_1 — параметр распределения $M(\xi)$].

Для напряженности электрического поля справедливо

$$E(x) = - \frac{G_n}{\mu_n \bar{n}_0} x, \quad (9)$$

а максимальное значение поля равно $G_0 h / 2 \mu_n \bar{n}_0$. Из уравнения (9) следует, что поле объемного заряда пропорционально скорости инъекции носителей и обратно пропорционально их утечке. Условия накопления объемного заряда, при которых $n \gg p$, называют «режимом тока объемного заряда», а если $n \approx p$ — «режимом инъекции плазмы». Фактически при данном режиме накопления объемного заряда его распределение определяется главным образом функциями источников носителей в объеме данного образца, т.е. $G(x, t)$ и $G_n(x, t)$.

Случай 2. В дополнение к условиям, перечисленным выше, принимается, что в диэлектрике подвижны и электроны, и дырки, и, кроме того, $\mu_n = \mu_p$, $v_{0,n} = v_{0,p}$. Для стационарного режима величина объемного заряда ($\bar{n}_0$) может быть определена из выражения

$$\bar{n} = \frac{\bar{n}_0}{(\bar{p} + \gamma_i \bar{n}_0)^{1-\alpha}} \left(\frac{k_3}{v_{0,n}} \right)^\alpha \frac{\alpha \pi}{\sin \alpha \pi} M_n \gamma_i^{1-\alpha}, \quad (10)$$

где γ_i — радиационно-индуцированная электропроводность диэлектрика. Стационарная концентрация дырок равна

$$\bar{p}_0 = \left(\frac{G \sin \alpha \pi}{2 M_p k_2 \alpha \pi} \right)^\Delta \left(\frac{v_{0,p}}{k_3} \right)^{\alpha/(1+\alpha)} (1 + \gamma_i)^{(1-\alpha)/(1+\alpha)}. \quad (11)$$

Важная особенность такого подхода к решению задачи о накоплении объемного заряда заключается в том, что конечные выражения содержат микроскопические характеристики диэлектрика, такие как $M(\xi)$, μ_n , μ_p и α . Следовательно, имеется возможность из экспериментально измеренных макроскопических параметров, характеризующих объемный заряд, найти микроскопические параметры миграции носителей.

III. Формирование объемного электрического заряда. Модель полного тока

При данном подходе к анализу формирования объемного заряда принимаются во внимание только макроскопические усредненные характеристики диэлектрика: электропроводность (γ_0), диэлектрическая проницаемость (ϵ) и эффективная подвижность носителей μ как некая феноменологическая величина.^{6–12} Наиболее важной составляющей электропроводности облучаемого (или облученного) диэлектрика является ее радиационная компонента γ_i , для расчета которой в настоящее время отсутствуют завершенные теорети-

ческие разработки. Поэтому ее обычно определяют либо экспериментально, либо по эмпирическим соотношениям.

При анализе накопления объемного заряда в рамках макроскопического подхода можно в одномерном варианте получить выражение для полного тока (часто его называют интегралом полного тока)

$$J = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \gamma_i(x, t) E(x, t) + j(x, t), \quad (12)$$

где все токи предполагаются рассчитанными на единицу площади облучаемой поверхности; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума (равная $8.85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см); γ_i — радиационно-индуцированная электропроводность, зависящая при облучении от локальной мощности дозы (а в общем случае от плотности избыточных носителей, т.е. от распределения объемного заряда). Кроме того, в диэлектриках $\gamma_i \gg \gamma_0$; $j(x, t)$ — плотность тока инжектируемых носителей. Первое слагаемое в уравнении (12) соответствует току смещения, второе — току «утечки» (проводимости); $E(x, t)$ — напряженность поля, создаваемая объемным зарядом. Как и ранее, диффузионная составляющая тока проводимости считается пренебрежимо малой. Рассмотрим несколько случаев формирования объемного заряда с использованием выражения (12).

Базируясь на модели полного тока, довольно просто найти зависимость изменения плотности объемного заряда от времени, т.е. $\rho(t)$. Так, предполагая, что в стационарном режиме (накопление заряда $\nleftrightarrow$ утечки) разрядка происходит главным образом через облучаемую часть диэлектрика, из (12) легко получить

$$\rho(x, t) = \frac{j(x, t) \epsilon \epsilon_0}{S \gamma_i} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) \right], \quad (13)$$

где $\tau_i = \epsilon \epsilon_0 / \gamma_i$; S — площадь поверхности образца. Данное выражение показывает изменение объемного заряда со временем облучения для материала, обладающего только электронной проводимостью. Первоначально оно было найдено эмпирически.⁶ Важно обратить внимание на то, что стационарный (в данных условиях облучения) объемный заряд $\rho_{ст}$ (при $t \rightarrow \infty$), согласно уравнению (13), равен

$$\rho_{ст} = \frac{j_i(x) \tau_i}{S}, \quad (14)$$

т.е. ограничен лишь значениями j_i и τ_i . При больших токах инъекции j_i еще до накопления объемного заряда, равного $\rho_{ст}$, в диэлектрике могут происходить электрические пробой. Это объясняется тем, что накопление объемного заряда ограничивается электрической прочностью данного материала. Следовательно, электрические пробой реализуются при условии

$$j_i > j_y, \quad (15)$$

где j_y — ток утечек с данного образца при облучении, а изменение поля объемного заряда от времени (в каждой точке облучаемого диэлектрика) описывается выражением, аналогичным формуле (13).

IV. Процессы заряжения при облучении диэлектриков γ -квантами

В отличие от довольно хорошо изученных особенностей формирования стационарного электрического заряда в результате воздействия ускоренных электронов на диэлектрические материалы, зарядение твердых высокоомных образцов в поле γ -излучения исследовано относительно мало, хотя первые публикации в обоих направлениях появились почти одновременно. Вероятно, такая ситуация слож-

лась вследствие более широких экспериментальных возможностей при использовании ускоренных электронов для инжекции объемного электрического заряда в диэлектрике.

γ -Кванты не являются носителями электрического заряда и заряджение в этом случае — вторичный процесс вследствие ионизации облучаемого материала и перераспределения возникших носителей (в основном комптоновских электронов) по объему диэлектрика. С этой точки зрения между заряджением при взаимодействии с веществом электронов и γ -излучением имеется много общего.

Уже первые опыты с γ -облученными диэлектрическими материалами неоспоримо доказали наличие зарядовых эффектов. Так, оказалось, что в боросиликатных стеклах при воздействии γ -квантов накапливается значительный электрический заряд.¹³ Эксперименты выполнялись следующим образом. После облучения на кобальтовом источнике [поглощенная доза составляла $4 \cdot 10^4$ Гр (4 Мрад)] образцы стекла в форме дисков с прижимными омическими контактами помещали в печь и нагревали до 300°C . Между контактами постоянно поддерживался градиент температуры $30 - 50^\circ\text{C}$. В результате нагревания инжектированный заряд стекал во внешнюю цепь, при этом измеряемый ток достигал 10^{-12} А. На контакт, температура которого была выше, всегда стекал отрицательный заряд, что указывало на связь между направлением термотоков через облученное стекло и направлением градиента температуры. По мере нагревания и разрядки ток во внешней цепи постепенно уменьшался, исчезала также темно-желтая окраска стекол, возникшая при облучении. Небольшой ток регистрировался и после полного обесцвечивания стекол.

В описываемых качественных опытах нельзя было провести даже приблизительной оценки накопленного заряда. Тем не менее факт наличия объемного заряда при γ -облучении был доказан вполне убедительно.

Большое влияние на величину, знак и распределение заряда оказывают условия облучения. Например, в отсутствие электронного равновесия в системе, когда комптоновские электроны покидают приповерхностный слой образца и смещаются в направлении первичных γ -квантов, поверхностный слой становится положительно заряженным, а на некоторой глубине заряд может быть равен нулю (рис. 1). Если с потоком γ -квантов в образец попадают вторичные электроны из окружающего пространства, то заряд может быть в целом отрицательным и накапливаться в основном на облучаемой поверхности. Эксперименты, выполненные с

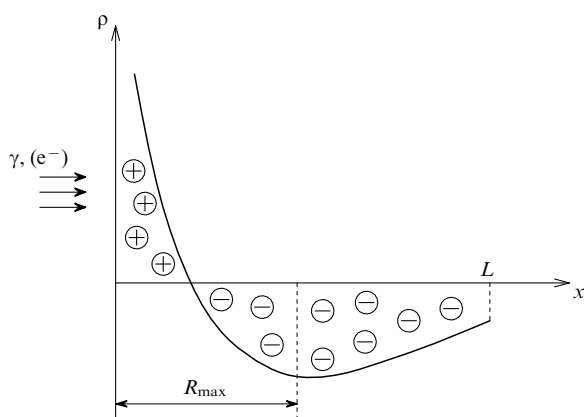


Рис. 1. Распределение заряда в γ -облученном диэлектрике с линейным размером L .¹⁴

Ось ординат совпадает с поверхностью образца; ρ — объемная плотность заряда; ось абсцисс совпадает с направлением γ -квантов; максимальный пробег комптоновских электронов равен $R_{\max}$

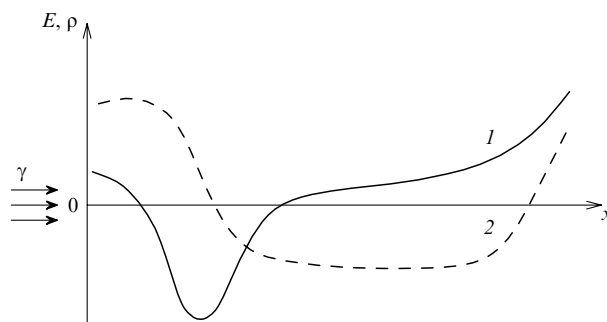


Рис. 2. Распределение объемной плотности заряда (ρ) и внутреннего поля (E) в облученном γ -квантами свинцовом стекле.¹⁶ Ось абсцисс совпадает с направлением потока γ -квантов; 1 — заряд; 2 — поле

облученным парафином¹⁴ и люситом^{†,15} показали удовлетворительное согласие с этими представлениями.

Появление больших объемных электрических зарядов при воздействии γ -излучения, как и при облучении электронами, приводит к спонтанным внутренним разрядам. Это удавалось наблюдать в процессе работы со значительным количеством ^{60}Co в защитных камерах с толстыми свинцовыми стеклами.^{7,16} Внутренние самопроизвольные разряды постепенно разрушали стекла. Появление разрядов для отдельных типов свинцовых стекол отмечалось начиная с дозы облучения $5 \cdot 10^5$ Гр ($5 \cdot 10^7$ рад).

Как показывает опыт, необходимым условием формирования радиационного заряда, генерируемого γ -квантами, является нарушение электронного равновесия в рассматриваемой системе. Иными словами, количество электронов, выбиваемых из диэлектрика, должно существенно отличаться от количества электронов, приносимых вместе с потоком γ -квантов из окружающего пространства. Если устанавливается электронное равновесие, то избыточный электрический заряд в объеме диэлектрика не формируется в процессе облучения. Это, конечно, справедливо только для изотропных твердых веществ.

Поток γ -квантов, проходя через вещество, создает почти параллельный себе поток комптоновских электронов. Это происходит вследствие того, что электроны выбиваются преимущественно в направлении движения γ -квантов. Например, в плексигласе при интенсивности падающего γ -излучения $25 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ средняя плотность тока электронов составляет $1.37 \cdot 10 \text{ А}/\text{м}^2$ (см.¹⁷). Вследствие захвата комптоновских электронов по мере прохождения их в веществе и создается пространственный заряд.

В работе¹⁷ предложена эмпирическая формула для оценки величины заряда, накапливающегося в свинцовом стекле

$$\rho = 4.4 \cdot 10^{-5} S \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (16)$$

где t — время, ч; τ — эффективное время релаксации, равное 64.1 ч.

Если диэлектрик подвергается лишь воздействию γ -квантов без сопутствующего потока электронов из окружающего пространства, то распределение заряда в образце может быть схематически изображено так, как это представлено на рис. 2. В том случае, когда одновременно с потоком γ -квантов в образец попадают вторичные электроны, распределение

[†] Люсит, майлар, плексиглас — коммерческие наименования одного и того же продукта — полиметилметакрилата (ПММА).

заряда по глубине может иметь совершенно иной вид. Наличие электронного равновесия при воздействии γ -квантов полностью не гарантирует отсутствия зарядовых эффектов. Так, даже в случае первоначально равномерного распределения положительных и отрицательных носителей по образцу, возможно постепенное пространственное разделение зарядов противоположного знака вследствие их различной подвижности в твердой матрице.

В упрощенном варианте анализа процесса накопления заряда при гамма-облучении диэлектриков можно получить следующую зависимость между значением общего накопленного заряда, параметрами образца и условиями облучения ⁶

$$\bar{\rho} = S \frac{j_k(0)\varepsilon}{\mu_\gamma h \bar{\gamma}} [1 - (1 + \mu_\gamma h) \exp(-\mu_\gamma h)], \quad (17)$$

где S — площадь поверхности образца; h — его длина; $\bar{\gamma}$ — усредненная электропроводность; μ_γ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения; $j_k(0)$ — ток комптоновских электронов у поверхности образца. Предполагается, что при воздействии γ -излучения установилось равновесие между накоплением заряда и токами утечки.

Для более корректного описания процесса заряжения необходимо принимать во внимание появление радиационной составляющей удельной электропроводности. С учетом этого в работе ¹⁷ дан более строгий вывод формулы (17). Проверка теории осуществлялась фактически только для

случая, соответствующего области линейного накопления заряда (т.е. начала облучения). Так, для свинцовых стекол накопление заряда в начальной стадии удовлетворительно описывалось полученными формулами.

Несмотря на удовлетворительное согласие с экспериментом, описанная модель заряжения диэлектриков в поле γ -излучения не свободна от некоторых недостатков. В частности, большинство авторов считают, что комптоновские электроны в образце захватываются практически полностью, их рассеяние не учитывается, игнорируется влияние поля заряда на пробег электронов и не учитывается пространственное изменение поляризации.

В работе ¹⁸ теоретически рассмотрен довольно распространенный случай облучения изотропного диэлектрика коллимированным моноэнергетическим пучком γ -квантов. В этих условиях заряд локализуется вдоль границы облучаемой и необлучаемой частей образца (рис. 3). Формирование заряда определяется рассеянием комптоновских электронов. Для простоты, как и в работе ¹⁷, было принято, что отношение диэлектрической проницаемости к электропроводности не изменяется в процессе воздействия на образец γ -квантов. Кроме того, было сделано предположение, что на облучаемую поверхность попадает только γ -излучение без вторичных комптоновских электронов из окружающего пространства и ослаблением потока электромагнитного излучения можно пренебречь.

Если использовать пучок γ -квантов цилиндрической формы с радиусом r , то в стационарных условиях распределение заряда задается функцией f

$$\rho(x) = ebf = ebj_\gamma \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{x^2 - r^2 + l^2}{2lx - 1}\right), \quad (18)$$

где l — расстояние, на которое отклоняется комптоновский электрон от направления движения γ -квантов; b — коэффициент, определяющий связь между плотностями потока γ -квантов (j_γ) и потока комптоновских электронов (при этом $r > l$). Если $x > r$, закон изменения $\rho(x)$ от x имеет вид

$$\rho(x) = ebj_\gamma \frac{1}{\pi} \arccos\left(\frac{x^2 - r^2 + l^2}{2lx}\right). \quad (19)$$

Ориентации образца и пучка γ -квантов относительно системы координат показаны на рис. 3. Распределение заряда дается в плоскости xu .

Как показывает расчет, возможны три следующих крайних случая.

1. $r > l$. В области $0 \leq x < r-l$ образец не будет заряжаться, так как $f = 0$, а в интервале $r-l < x < r$ плотность заряда будет пропорциональна f [см. формулу (18)]. Фактически центр облучаемой цилиндрической области не заряжен. Плотность положительного заряда слева от границы $x = r$ оказывается больше абсолютного значения плотности отрицательного заряда вне границ цилиндра радиусом r .

2. $l/2 < r < l$. При этом условии в области $0 < x < l-r$ облучаемая часть образца заряжается положительно. В интервале $l-r < x < r$ заряд определяется значением функции f по формуле (18) и для $x > r$ по формуле (19).

3. $r < l/2$. В этом случае вся область диэлектрика, заключенная в цилиндре радиусом r , окажется заряженной положительно, при этом плотность заряда будет пропорциональна $f = -ej_\gamma$; в области от r до $l-r$ заряд отсутствует, а в зоне $x > l-r$ отрицательный заряд изменится согласно выражению (19).

Заметим также, что со стороны облучаемой поверхности область $r > l$, показанная на рис. 3 (цилиндр радиусом r и высотой $R_0 \cos \theta$), заряжается положительно, как это и наблюдается на практике (ср. с рис. 2).

В реальных условиях распределение заряда представляет собой суперпозицию всех рассмотренных случаев. Поэтому,

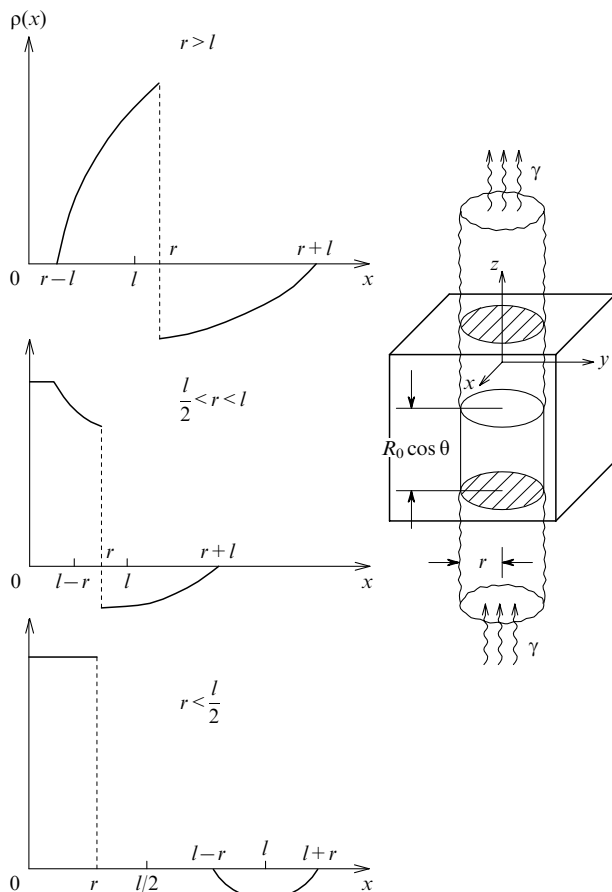


Рис. 3. Распределение плотности заряда при облучении диэлектрика потоком γ -квантов цилиндрической формы для различных соотношений между радиусом пучка r и средним отклонением l комптоновских электронов от направления γ -квантов. ¹⁸ Ориентация пучка и образца относительно выбранной системы координат приведена справа; θ — средний угол разлета, R_0 — средний пробег комптоновских электронов

вероятно, разрыва функции f в точке $x = r$ не должно наблюдаться. Однако область вне пучка ($r < x < l - r$) всегда должна иметь отрицательный заряд.

В заключение остановимся еще на одном механизме электризации диэлектриков γ -излучением. Он основан на различии степени торможения и создания комптоновских электронов при переходе из одной среды в другую, т.е. может реализоваться в гетерогенных системах, компоненты которых имеют различные коэффициенты поглощения ионизирующего излучения и сечения образования комптоновских электронов. В общем виде эта задача для системы двух сред рассмотрена в работе¹⁹.

V. Электрический заряд радиоактивных веществ

Радиационные заряды впервые были обнаружены, затем исследованы и практически использованы в радиоактивных материалах.^{1,2,5} Однако достаточно полная теория этого явления развивалась с некоторым отставанием от непосредственных практических разработок и теории заряжения при использовании внешних источников ионизирующего излучения. К сожалению, даже в настоящее время теоретические исследования особенностей формирования заряда в радиоактивных материалах нельзя считать завершенными. Несмотря на это, уже существуют довольно хорошие теоретические модели, позволяющие установить однозначную связь между экспериментальными результатами по заряжению радиоактивных материалов и их свойствами.

Одним из относительно несложных и эффективных способов изучения электрических свойств поверхности ионных кристаллов является декорирование исследуемых образцов заряженными частицами зольей металла.²⁰ Суть его заключается в том, что заряженные частицы зольей металлов при осаждении на поверхность фиксируются преимущественно ее заряженными участками. Аналогичные опыты были выполнены с радиоактивными кристаллами $K_2SO_4^*$ (^{35}S , β^- -излучатель).⁵

Установлено, что осаждение отдельных частиц зольей, независимо от их заряда, происходит на элементах рельефа (бугорки, ступени роста и др.). В то же время отрицательно заряженные частицы зольи серебра в метиловом спирте практически равномерно покрывали всю поверхность сколов радиоактивных кристаллов сульфата калия, которая, очевидно, несет положительный заряд. Если же радиоактивный кристалл декорировался зольем никеля, то частицы металла выделялись только на неоднородностях поверхности. Это является прямым доказательством существования стационарного положительного заряда на поверхности β^- -излучателя.

Одной из характерных особенностей радиоактивных диэлектриков является формирование заряженного приповерхностного слоя, толщина которого равна максимальному пробегу заряженных частиц, испускаемых радионуклидом (если линейные размеры образца $L > R_{\max}$), что впервые было показано в работе²¹.

У высокоомных радиоактивных материалов объемный заряд может быть таким большим, что в приповерхностной области напряженность электрического поля достигнет пробойных значений. Для проверки этого предположения были поставлены специальные опыты с радиоактивным стеклом.²²

Удельное сопротивление приготовленных стеклянных блоков составляло $\sim 10^{22}$ Ом·м. После затверждения вследствие интенсивного самооблучения образцы таких стекол уже через несколько минут темнели и становились непрозрачными. По ориентировочным оценкам в заряженной приповерхностной области таких стекол в стационарном состоянии напряженность электрического поля достигала пробойных значений ($\sim 10^8$ В/м). Однако для стимулирования электрического разряда приходилось создавать механи-

ческие напряжения, нажимая на поверхность радиоактивного стеклянного блока стеклянной или металлической палочкой. В точке нажатия под поверхностью проскакивала искра. Наиболее часто разряды наблюдались в начале эксперимента. Затем искрение прекращалось, что свидетельствовало об исчерпании заряда в приповерхностном заряженном слое. Через несколько дней хранения блоков, когда заряд снова накапливался, опыты с получением искры легко воспроизводились.

В отличие от облученных материалов заряд в радиоактивных диэлектриках существует всегда, и это является их характерным свойством. Поле этого заряда может распространяться и вне диэлектрика, если заряд не скомпенсирован носителями, дрейфующими к поверхности радиоактивного образца из окружающего пространства.

Заряд, образующийся в радиоактивных материалах, проявляется особенно четко в случае «горячих» аэрозольных частиц, т.е. таких твердых образований, удельная радиоактивность которых достигает ~ 10 Ки/г ($3.7 \cdot 10^{11}$ Бк/г) при размере самих частиц около микрона, т.е. радиоактивность на частицу аэрозоля $\sim 10^{-8}$ Ки (200 Бк).²³

VI. Заряжение радиоактивных образцов

Общая теория формирования заряда в радиоактивных твердых материалах развита в работах^{5,6,21,24}. Авторы при анализе этого явления делают два основных допущения: в твердом образце выполняется закон Ома и рассматриваемый объект изотропен по свойствам. В таком случае довольно просто можно получить общее соотношение, описывающее динамику заряжения как радиоактивных объектов (источники излучения расположены внутри образца), так и облучаемых от внешних источников излучения. При этом электрофизические свойства системы характеризуются такими макроскопическими параметрами, как γ (электропроводность) и ε (диэлектрическая проницаемость). Кроме того постулируется, что процессы нейтрализации зарядов противоположного знака реализуются только на поверхности. С учетом этих условий можно получить следующее выражение:

$$\rho(x, t) = \exp\left(-\frac{\gamma}{\varepsilon\varepsilon_0}t\right) \left[\int_0^t f(x, t) \exp\left(\frac{\gamma}{\varepsilon\varepsilon_0}t\right) dt \right], \quad (20)$$

где x — координата точки отсчета; $f(x, t)$ — функция источников заряда (по физическому смыслу, определяет изменение плотности заряда в единицу времени); γ — электропроводность диэлектрика.

Если источник заряженных частиц действует некоторый конечный промежуток времени (короткоживущий радионуклид), после «выключения» источника объемная плотность заряда, как это следует из формулы (20), релаксирует к нулю с характеристическим временем $\tau = \varepsilon_0\varepsilon/\gamma$. Когда источник излучения действует длительное время с одинаковой интенсивностью (случай долгоживущего нуклида), т.е. f не зависит от времени, решение уравнения (20) имеет вид

$$\rho(x, t) = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\gamma} \left[1 - \exp\left(-\frac{\gamma}{\varepsilon\varepsilon_0}t\right) \right] f(x). \quad (21)$$

Представляют интерес два частных решения уравнения (21).

1. Электропроводность мала (диэлектрики). Разложив экспоненту в ряд Тейлора по степеням γ , получим

$$\rho(x, t) = f(x)t.$$

Следовательно, до момента времени

$$t \ll \left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\gamma} \right)$$

заряжение будет реализовываться по линейному закону, а при больших значениях времени заряд ρ будет стремиться к стационарному значению

$$\rho_{\text{ст}} = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\gamma} \right) f(x). \quad (22)$$

2. Электропроводность велика (проводники), время релаксации мало. Заряд ρ при этом сразу же достигает значения $\rho_{\text{ст}}$, определяемого выражением (22), из которого следует, что ρ зависит только от интенсивности источников заряженных частиц и электрофизических свойств материала.

Полученные выражения на этом этапе решения еще не потеряли своей общности, они справедливы также и для внешнего источника излучения, воздействующего на диэлектрик. Вся «смысловая нагрузка», позволяющая в различных конкретных условиях находить в явной форме ρ , заключена в «функции источников» $f(x)$.

В работе²⁴ приведен полученный строгим путем общий вид функции источников заряда при условии равномерного распределения радионуклида по объему образца (удельная радиоактивность Q не зависит от x), а также частные выражения $f(x)$, позволяющие выполнять расчет значений $\rho(x)$ в различных точках радиоактивного образца. Например, для радиоактивного препарата в форме шара радиусом r в стационарных условиях

$$\rho_{\text{ст}} = b_n \int_0^x F_w(b_n R + 1) dR + \frac{b_n}{2} \int_x^{R_{\text{max}}} F_w \left(1 + \frac{2Rx - x^2 - R^2}{2R(r-x)} \right) (b_n R + 1) dR - 1 \quad (23)$$

где значение $\rho_{\text{ст}}$ выражено в относительных единицах и равно

$$\rho_{\text{ст}} = (Q_0 e)^{-1} f(x)$$

или

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{\rho}{(Q_0 \varepsilon \varepsilon_0 / \gamma)};$$

b_n — константа, пропорциональная концентрации электронов в образце; Q_0 — начальная удельная радиоактивность; R — пробег β^- -частиц в данном материале; x — координата; F_w — функция, задающая форму β^- -спектра. Для моноэнергетического спектра β^- -частиц выражение (23) упрощается:

$$\rho_{\text{ст}} = 1 - \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2rx - x^2 - R^2}{2R(r-x)} \right]. \quad (24)$$

На рис. 4 представлены результаты расчета распределения заряда, выполненные с использованием формулы (23) для β^- -радиоактивных образцов в форме пластины и шара. Как видно из рис. 4, в радиоактивных образцах заряд сосредоточен в приповерхностном слое, протяженность которого равна R_{max} . В зависимости от геометрических размеров образца могут реализоваться следующие случаи (для шара).

1. $r > R_{\text{max}}$, центральная область шара в интервале $r - R$ не заряжена.

2. $r < R_{\text{max}}$, весь шар заряжен, но его приповерхностные слои имеют плотность заряда, большую, чем центральная часть.

3. $r \ll R_{\text{max}}$, весь шар заряжен однородно. Именно этот вариант соответствует горячим аэрозольным частицам.

Качественно такую же картину распределения дают расчеты по формуле (24), хотя при этом теряются некоторые особенности изменения заряда по объему радиоактивного образца.

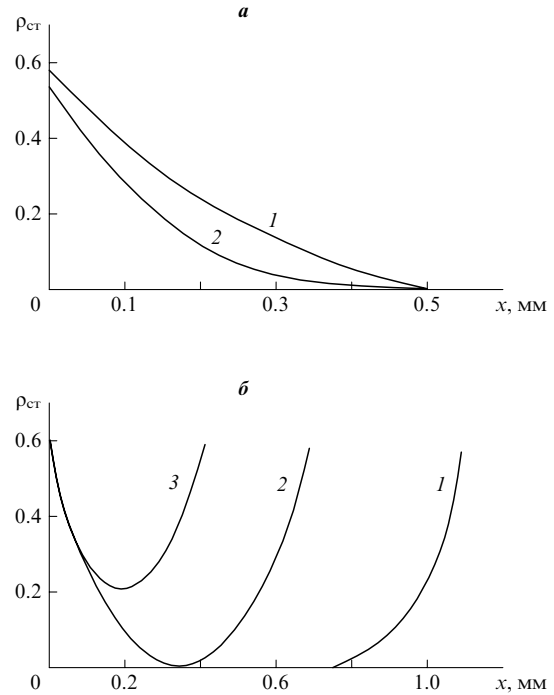


Рис. 4. Изменение плотности заряда $\rho(+)$ β^- -радиоактивных образцов в зависимости от их размера и формы.

Максимальная энергия β^- -частиц принята равной 3 МэВ, спектр излучения β^- -частиц непрерывный; пробег $R_{\text{max}} = 0.5$ см: *а* — радиоактивный шар, ось ординат совпадает с координатой поверхности шара; кривые 1 и 2 соответствуют радиусу шара 1 и 0.5 см; *б* — плоскобесконечный слой, ось ординат совпадает с координатой одной из его поверхностей; толщина слоя, см: 1 — 1.1; 2 — 0.7; 3 — 0.4

Выполненные расчеты позволяют найти пространственное распределение заряда, выраженного в относительных единицах. Для получения абсолютных значений ρ нужно знать связь между изменением γ и мощностью дозы ионизирующего излучения. Пока эта связь задается только

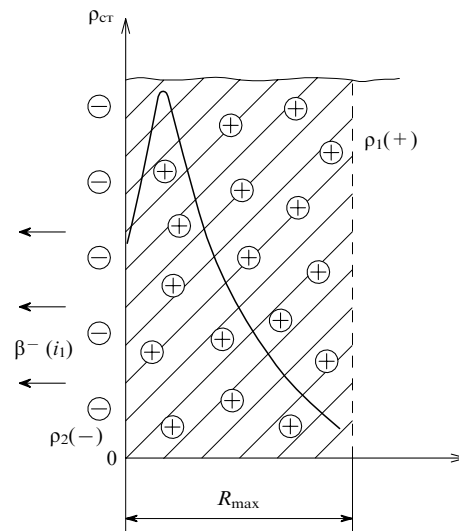


Рис. 5. Распределение заряда в диэлектрике, содержащем β^- -излучатель и окруженном проводящей средой (ось ординат совпадает с координатой поверхности диэлектрика).

i_1 — поток β^- -частиц, идущий с поверхности образца

эмпирическими формулами, что является одним из недостатков развитой теории.

В зависимости от значений и соотношения электропроводностей радиоактивного материала и окружающего пространства возможно различное распределение заряда в радиоактивном образце. Для β^- радиоактивного диэлектрика в проводящей среде распределение представлено на рис. 5. Заштрихованная область соответствует положительно заряженной приповерхностной области. На поверхности локализуется отрицательный заряд $\rho(-)$, приносимый ионами из окружающего пространства. Как видно из рисунка, целесообразно различать общий (положительный) заряд $\rho_1(+)$, распределенный в объеме, ограниченном слоем толщиной $R_{\max}$, и заряд ρ_2 , равный разности $\rho_1(+)$ и абсолютной величины $|\rho(-)|$.

Значения ρ_1 и ρ_2 можно достаточно точно рассчитать, если известны электрофизические параметры, геометрия радиоактивного образца и окружающей его среды. Рассматривая формирование ρ_2 как конкуренцию процессов накопления заряда ρ_1 , который образуется в результате эмиссии β^- -частиц с поверхности, определяющих ток i_1 , и разрядки на поверхности вследствие рекомбинации с носителями противоположного знака, т.е. решая в упрощенном варианте систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= i_1 - \frac{\rho_1}{\tau_{\text{ef}}}, \\ \frac{di_1}{dt} &= -\lambda i_1, \end{aligned} \quad (25)$$

где λ — постоянная распада; τ_{ef} — эффективное время релаксации заряда в данной системе, можно получить выражение

$$\rho_{t(2)} = \rho_{\text{ст}(2)} \left[1 - \exp\left(\lambda t - \frac{t}{\tau_{\text{ef}}}\right) \right] \exp(-\lambda t). \quad (26)$$

В случае неизменяющейся во времени интенсивности источника излучения (т.е. $\lambda = 0$), уравнение (26) упрощается

$$\rho_{t(2)} = \rho_{\text{ст}(2)} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{ef}}}\right) \right], \quad (27)$$

где $\rho_{\text{ст}(2)} = i_1 \tau_{\text{ef}}$.

Однако из формулы (27) нельзя извлечь информацию о распределении заряда в объеме диэлектрика.

Для практических случаев важно знать не только величину нескомпенсированного (или остаточного) заряда радиоактивного образца ρ_2 , но и общий заряд ρ_1 , распределенный в приповерхностной области. Такие оценки, если образец имеет форму шара,⁵ можно легко сделать по следующей формуле:

$$\rho_1 = \frac{b_1 e m Q \epsilon \epsilon_0 f(\mu, r)}{4\pi r \gamma_1}, \quad (28)$$

где b_1 — постоянная[†]; γ_1 — электропроводность образца с учетом радиационной составляющей. Функция $f(\mu, r)$, определяющая долю β^- -частиц, покидающих сферу радиусом r , задается в виде

$$f(\mu, r) = \frac{3}{4\mu r} \left[\frac{(2\mu r + 1) \exp(-2\mu r) - 1}{2\mu^2 r^2} + 1 \right], \quad (29)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения β^- -частиц в данном веществе.

[†] Если образец α -радиоактивен, то постоянная b_1 должна включать множитель, позволяющий оценить выход δ -электронов, определяющих величину и знак стационарного заряда.

Так, расчеты, выполненные для кристаллов радиоактивного сульфата стронция, содержащего ^{35}S ($\gamma \approx 10^{-16}$ См/м, $r = 0.1$ см, $\epsilon = 5$, $\mu = 840$ см $^{-1}$), показали, что заряд, усредненный по объему приповерхностного слоя толщиной $8 \cdot 10^{-3}$ см при $Q = 1$ Ки/г ($3.7 \cdot 10$ Бк/г), составляет $3 \cdot 10^{-3}$ Кл/см, внутреннее поле в заряженном слое соответственно равно $10^3 - 10^4$ В/см, $\tau \approx 5 \cdot 10^2$ с. Эти результаты достаточно хорошо совпадают с экспериментальными определениями и убедительно иллюстрируют факт, что в радиоактивных, даже в целом электронейтральных диэлектриках (объемный заряд скомпенсирован, но не нейтрализован) в приповерхностном слое существует достаточно большой заряд и эквивалентный ему градиент электрического поля.

Стационарное распределение электрического заряда должно устанавливаться также на границе двух сред радиоактивный–нерадиоактивный твердый диэлектрик.²⁵ Рассмотрим эти случаи.

Случай 1. В нерадиоактивном изотропном по свойствам материале имеется область, содержащая равномерно распределенный по объему β^- -излучатель. Если эта область имеет форму шара радиусом r , то объемную плотность электрического заряда в точке x можно найти из выражения

$$\rho = \frac{e Q \epsilon \epsilon_0}{\gamma_0 - \epsilon \epsilon_0 \lambda} \left(\frac{r^2 - R^2 - x^2}{4xR} \pm \frac{1}{2} \right) B(t), \quad (30)$$

где Q — удельная радиоактивность; ϵ — диэлектрическая проницаемость среды; λ — постоянная распада; R — пробег электронов, испускаемых данным радионуклидом (предполагается, что все β^- -частицы имеют одинаковую энергию, т.е. спектр излучения моноэнергетический); γ_0 — электропроводность;

$$B(t) = \exp(-\lambda t) - \exp\left(-t \frac{\gamma_0}{\epsilon \epsilon_0}\right).$$

Уравнение (30) определяет зависимость объемной плотности заряда от величины радиоактивности диэлектрика, его электрических параметров, а также координат и времени. В области $x \leq r$ (β^- -радиоактивный шар) слагаемое $1/2$ уравнения (30) имеет знак плюс, а в области $x > r$ (нерадиоактивный диэлектрик) — знак минус. На рис. 6 представлена «координатная часть» зависимости объемной плотности электрического заряда G ,

$$G = \frac{r^2 - R^2 - x^2}{4xR} \pm \frac{1}{2}$$

для случая $R < r$.

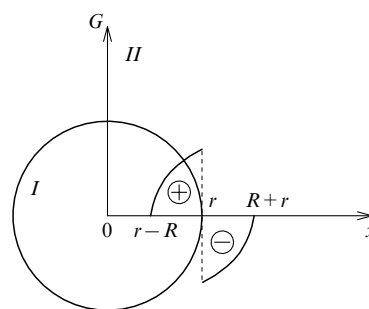


Рис. 6. Зависимость «координатной части» плотности заряда (G) в случае диэлектрических полупространств с различной радиоактивностью.

R — длина пробега электронов в областях I и II; знаки плюс и минус соответствуют знаку объемного заряда

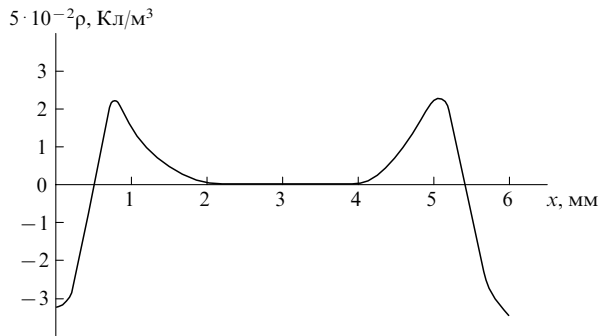


Рис. 7. Распределение электрического заряда в монокристаллах $Y_3Al_5O_{12}$ (удельная радиоактивность по иттрию-90 составляет $4 \cdot 10^8$ Бк $\cdot$ г $^{-1}$).

Следует отметить, что во всех случаях вся радиоактивная область или только ее часть заряжается положительно, а нерадиоактивная — отрицательно, причем граница $x = r$ является зоной разделения заряда. Кроме этого, в любой точке объема радиоактивного диэлектрика, расположенной на расстоянии, большем или равном R от границы зоны, образования «радиационного» электрического заряда не происходит ($\rho = 0$).

Результат, аналогичный рассмотренному, имеет место и для плоской границы раздела радиоактивной и нерадиоактивной областей диэлектрика (приповерхностная область радиоактивного диэлектрика заряжается положительно, а нерадиоактивного — отрицательно).

Случай 2. Диэлектрический материал, содержащий однородно распределенный по объему β^- -излучатель с моноэнергетическим спектром, содержит области, отличающиеся физическими свойствами (т.е. два радиоактивных материала разной природы, но с одинаковым и равномерно распределенным по объему радионуклидом имеют границу раздела). Расчет показывает, что область с большей электронной плотностью заряжается отрицательно, а с меньшей — положительно. Например, при радиоактивности 10^{13} Бк $\cdot$ м $^{-3}$ и электропроводности около 10^{-13} (Ом $\cdot$ м) $^{-1}$ заряд на границе раздела будет равен ~ 1 Кл $\cdot$ м $^{-3}$, что соответствует электрическим полям пробойных значений ($\sim 10^8$ В $\cdot$ м $^{-1}$).

Наиболее корректная экспериментальная проверка теории распределения объемного электрического заряда в объеме радиоактивных диэлектриков была выполнена с помощью метода акустического зондирования.²⁶ Так, на примере кристаллов иттрий-алюминиевого граната ($Y_3Al_5O_{12}$), облученного нейтронами, удалось показать, что у поверхности плоских образцов заряд распределен неравномерно (рис. 7). В кристаллах граната при облучении нейтронами образуется β^- -излучатель иттрий-90.

Из рис. 7 видно, что в центре образца при $R < h$ (h — толщина образца) заряд равен нулю, а в приповерхностных зонах толщиной R (длина пробега β^- -частиц иттрия-90) накапливается положительный заряд. Узкие отрицательно заряженные слои у поверхности формируются за счет дрейфа носителей противоположного знака из окружающего пространства.^{26, 27}

VII. Заряд и свойства твердых тел

В процессе облучения диэлектриков многие авторы отмечали появление спонтанных электрических разрядов, что приводило к механическому разрушению образцов. Например, боросиликатные стекла растрескивались при величине потока 10^{13} электрон/см 2 и плотности потока $\sim 10^{11}$ электрон $\cdot$ см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ (энергия электронов 1–2 МэВ).²⁸ Разряд в стеклах может произойти также при их длительном хранении (две недели и более).

Авторы работы²⁹ связывают механические свойства облученных стекол с наличием в них объемного заряда, который является источником внутренних механических напряжений. В работе³⁰ отмечается, что механическая прочность заряженного диэлектрика ниже. Последнее, вероятно, может определяться ростом пондеромоторных сил в заряженном диэлектрике, объемная плотность которых линейно увеличивается с накоплением заряда.

Внутреннее электрическое поле объемного заряда может также оказывать заметное влияние на гибель центров окраски прозрачных диэлектрических материалов. Например, в стеклах состава $6B_2O_3 \cdot Na_2O$ наблюдалось разрушение радиационных центров окраски при наложении внешнего электрического поля $7 \cdot 10^7$ В/м. Предполагается, что этот процесс реализуется путем внутренней «холодной» эмиссии электронов из ловушек в зону проводимости.³¹

Радиационный заряд, как это следует из теоретического анализа^{32–35} и экспериментальных определений, заметно уменьшает пробег электронов. Авторы работы³² наблюдали этот эффект визуально по изменению толщины светящегося слоя в облучаемом ускоренными электронами с энергией 1.3–1.7 МэВ полиметилметакрилате. Светящийся слой у поверхности соответствует области торможения электронов и накопления объемного заряда. На рис. 8 представлены результаты этих опытов.

Из рисунка видно, что величина пробега уменьшается со временем, т.е. с накоплением объемного заряда. Кроме этого, R стремится к некоторому предельному значению, по которому можно определить максимальную величину напряженности электрического поля объемного заряда. В соответствии с развитой теорией этого явления энергия электронов U_e , достигающих границы области свечения, определяется нелинейным уравнением

$$\frac{dU_e}{dx} = -w(U_e) - eE(x), \quad (31)$$

где x — координата движения электрона в веществе; $w(U_e)$ — тормозная способность вещества; $eE(x)$ — сила, действующая на электрон на глубине x со стороны поля объемного заряда. Численное решение уравнения (31) при начальной энергии электронов 1.3 МэВ дает максимальное значение $eE(x)$ в полиметилметакрилате, равное 3.4 МэВ/см.

Наличие связи между полем объемного заряда и пробегом электронов в облучаемых диэлектриках приводит еще к одному интересному эффекту — перераспределению поглощенной энергии.^{36, 37} При расчетах профиля поглощенной

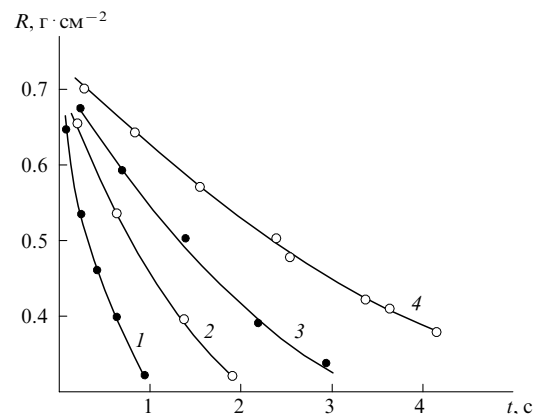


Рис. 8. Зависимость длины пробега электронов в полиметилметакрилате от времени облучения.³² Плотность тока электронов с энергией 1.7 МэВ в пучке, мкА/см 2 : 1 — 2.7; 2 — 1.0; 3 — 0.8; 4 — 0.5

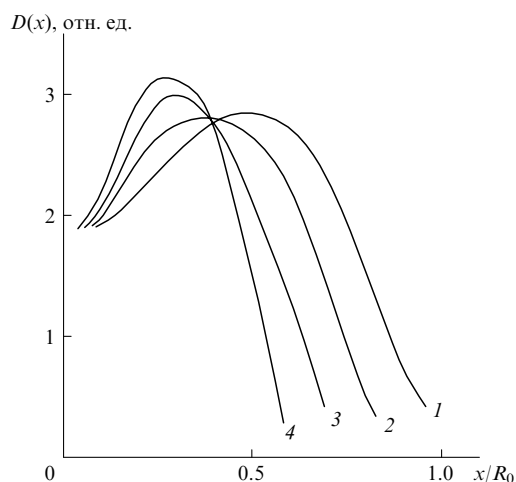


Рис. 9. Распределение поглощенной энергии D для различных значений силы $eE(x)$, действующей на электроны с энергией 1 МэВ, инжектируемые в диэлектрик ($z = 6$), со стороны поля объемного заряда, МэВ·см²/г: 1 — 0; 2 — 0.5; 3 — 0.8; 4 — 1.1

энергии (экспериментально определить это крайне трудно) полагают, что задано некоторое фиксированное распределение электрического поля в объеме диэлектрика. Следовательно, необходимы дополнительные определения опытным путем зависимостей $E(x)$ или $\rho(x)$, что усложняет решение задачи. Однако по крайней мере в том случае, когда толщина диэлектрика превышает пробег электронов, необходимую информацию о распределении поглощенной дозы можно получить, имея набор распределений, рассчитанных в однородном электрическом поле.³⁶ В основу метода расчета положено кинетическое уравнение, описывающее перенос электронов в приближении их непрерывного замедления. Вычисления производили для однородных диэлектриков при $z_{эф} = 6$ и 14 (z — порядковый номер элемента). На рис. 9 представлены некоторые результаты таких расчетов для однородного поля в диэлектрике.

Расчет показывает, что с увеличением воздействия поля заряда на инжектируемые в образец электроны максимум поглощенной энергии смещается в сторону поверхности облучаемого диэлектрика. Такой вывод имеет первостепенное значение особенно при изучении механических и оптических свойств диэлектриков, подвергшихся воздействию потока заряженных частиц. Вероятно, это явление следует учитывать и в опытах по измерению радиационно-химического выхода, который, очевидно, также должен изменяться по толщине образца. Оценки локальных значений плотности радиационных дефектов с учетом поля объемного заряда, выполненные в работе⁴³, подтверждают это предположение.

Наличие значительных электрических полей в облучаемых диэлектриках и полупроводниках приводит к изменению выхода комптоновских электронов.³³ Такое изменение характеризуется величиной δ , определяемой как разность между квантовым выходом в электрическом поле и без него, и зависит от напряженности поля следующим образом:

$$\bar{\delta} = \int_0^R E(x)f(x)dx, \quad (32)$$

где $f(x)$ — функция чувствительности ($f(x) = \alpha x$), α — константа; R — пробег. Интегрируя выражение (32) по частям, считая электрический потенциал $V(x) = 0$ при $x = R$, получим

$$\bar{\delta} = 2 \frac{\bar{\delta}_0}{ER} \int_0^R V(x)dx,$$

где $\bar{\delta}_0$ — изменение квантового выхода в однородном электрическом поле E . Полученный результат является точным в сравнительно слабых полях. Как показывают опыты, $\bar{\delta}$ растет с увеличением E . Например, в полиметилметакрилате $\bar{\delta}$ повышается почти в 5 раз при возрастании напряженности поля от 0.2 до 1.2 МВ/см.

В работе³⁷ опубликованы результаты, свидетельствующие о появлении мощной взрывной эмиссии с открытой поверхности диэлектриков, облучаемых интенсивными пучками ускоренных электронов в импульсном режиме. В отличие от известной ранее взрывной эмиссии с металлических образцов, этот процесс инициируется не внешним, а внутренним электрическим полем. Он свойствен очень многим диэлектрическим материалам — органическим веществам, неорганическим стеклам, ионным кристаллам и керамическим материалам. Установлено, что как только плотность пучка бомбардирующих электронов превосходила характерный для каждого материала порог, возникала мощная эмиссия, которая переходила в вакуумный разряд [опыты выполнялись при давлении 10^{-6} – 10^{-3} мм рт. ст., энергии электронов, равной 0.35 МэВ, длительности импульса $(2-30) \cdot 10^{-9}$ с, плотности тока в интервале $(0.01-1.5) \cdot 10^3$ А/см²].

Ниже приведены значения пороговой плотности пучка электронов для различных материалов [10^{-5} Кл/(см²·импульс)].³⁷

LiF	3
NaF	4
NaCl	6
KCl	7
Полиэтилен	1
Фторопласт	3
Кварцевое стекло	8

В ходе мощной взрывной эмиссии с диэлектрика вместе с выбросом ионной плазмы уносится заряд в ~ 100 раз превышающий заряд, инжектированный пучком электронов. Это явление может найти практическое применение, если возбуждаемые мощными пучками электронов диэлектрики использовать в качестве пороговых катодов и коммутаторов для сильноточных пучков.

VIII. Кинетика растворения заряженных кристаллических веществ

Электризация твердых тел и формирование объемного электрического заряда в твердых телах при воздействии ионизирующего излучения, а также влияние объемного заряжения на различные физико-химические процессы довольно хорошо изучены.⁶

Рассмотрим некоторые примеры, в которых может быть прослежена связь изменения скорости растворения облученных соединений и их электризации. Предварительно отметим, что зарядение объема диэлектрика сопровождается его поляризацией. Следовательно, при растворении такого образца переход ионов (или молекул-диполей) из твердой фазы в жидкую протекает в электрическом поле.

При растворении облученных солей очень сложно выделить влияние какого-либо одного из факторов: зарядения, радиационных дефектов электронного типа, смещенных атомов или структурных изменений поверхности. Проанализируем изменение константы скорости растворения k_v облученных кристаллов, которое может быть обусловлено радиационным зарядением.

В кристаллах SrSO₄, подвергнутых действию γ -излучения или ускоренных электронов, возникают такие дефекты, как ион-радикалы SO₄⁻, SO₃⁻, а также e_{ct}^- и др. При температуре ниже -100°C в случае воздействия γ -излучения (или при комнатной температуре в случае облучения электронами с

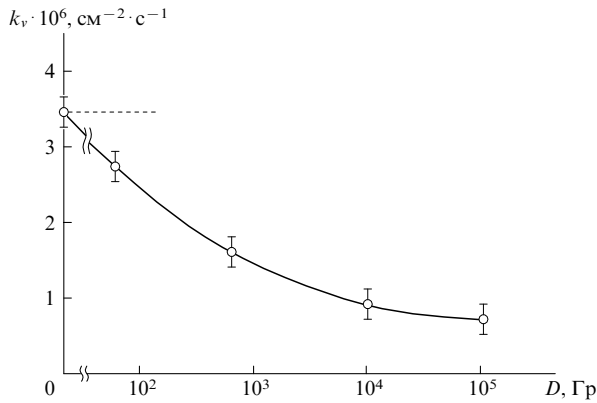


Рис. 10. Зависимость константы скорости растворения монокристаллов целестина в воде при 298 К от дозы облучения. Кристаллы облучены ускоренными электронами; энергия 3.5 МэВ; пунктиром отмечено значение k_v для необлученных кристаллов

энергией 1–3.5 МэВ) образуются только ион-радикалы и электроны, захваченные ловушками. На рис. 10 показано изменение скорости растворения кристаллов природного целестина (SrSO_4), облученного ускоренными электронами.

Эксперименты проводили следующим образом. Кристаллы облучали при температуре 20–30°C (при этом в них оставались практически только радикалы SO_4^- и e_{CT}^-) и сразу после облучения растворяли при 20°C в дистиллированной воде. Верхний, нарушенный при облучении слой кристаллов снимали путем частичного растворения. В таких условиях изменение k_v можно было связать только с радиационным зарядением и образованием дефектов электронного типа. Из рис. 10 видно, что свежееоблученные электронами кристаллы целестина растворяются медленнее необлученных образцов. Решающее влияние в этом случае оказывает, по-видимому, радиационное зарядение, которое перекрывает действие

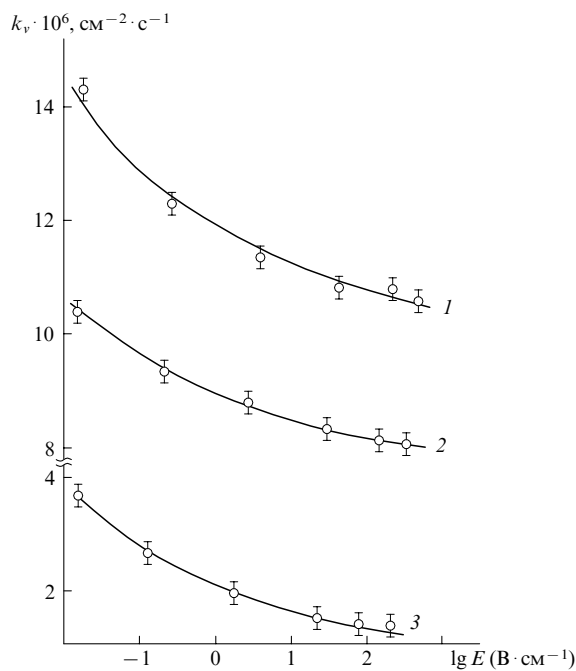


Рис. 11. Изменение константы скорости растворения в воде при различных значениях напряженности электрического поля (поляризация кристаллов). 1 — NaF; 2 — LiF; 3 — SrSO_4

радиационных дефектов.

По мере хранения кристаллов (в течение нескольких месяцев) заряд, созданный облучением, частично стекал, и значение k_v увеличивалось, приближаясь к константе скорости растворения необлученного образца. Заметим, что при хранении частично понижалась концентрация SO_4^- и появлялись ион-радикалы SO_3^- . После термического отжига, когда исчезали также и все дефекты, свойства облученных и необлученных кристаллов становились одинаковыми. Подтверждением этому служат результаты опытов с поляризованными образцами SrSO_4 (рис. 11). В этом случае значение k_v также постепенно уменьшалось с возрастанием напряженности поля при поляризации.

При воздействии на кристалл LiF быстрых электронов³⁸ толщину пластинок подбирали такой, чтобы практически все электроны с энергией ~3.5 МэВ поглощались образцом. После облучения пластинки темнели и, судя по окраске, электроны поглощались вблизи облучаемой поверхности. В соответствии с экспериментальными результатами, избыточный объемный заряд имел отрицательный знак. Одни из облученных кристаллов были помещены в электрическое поле, направление которого усиливало радиационную поляризацию, другие — в деполяризующее поле (таблица). Наименьшее значение константы скорости растворения имеют кристаллы, в которых радиационная поляризация усилена электрическим полем. Уменьшение поляризации при вынужденной разрядке облученного LiF приводит к увеличению скорости растворения.

Обычно радиационное зарядение маскируется, а часто и перекрывается действием радиационных дефектов. Очевидно, в облученных соединениях одновременно проявляются противоположные факторы: замедление растворения в результате радиационной поляризации и ускорение перехода ионов твердого тела в раствор вследствие образования радиационных дефектов. Аналогичные эффекты наблюдаются и при растворении радиоактивных кристаллических соединений, в которых стационарный электрический заряд поддерживается все время по мере распада радионуклидов.^{5, 38, 39}

Впервые связь зарядения кристаллов со скоростью их растворения установлена при изучении растворения в воде радиоактивных кристаллов SrSO_4 . Затем было показано, что поляризованные постоянным внешним электрическим полем кристаллы NaCl, SrSO_4 и других солей растворяются медленнее неполяризованных соединений. Влияет также и поляризация растворителя, поэтому изменение k_v зависит во многом от соотношения диэлектрических постоянных твердой и жидкой фаз.^{38, 39} Кроме того, большое значение имеет растворимость компонентов системы.

Изменение константы скорости растворения кристаллов LiF, облученных электронами, с последующей поляризацией кристаллов во внешнем электрическом поле (напряженность поля 1500 В/см)³⁸

Условия наложения электрического поля	$k_v, 10^{-6} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	Примечание
Поле отсутствует, кристалл не облучен	12.4	—
Поле отсутствует, кристалл облучен	11.2	Поглощенная доза при облучении составляла $5 \cdot 10^2$ Гр
Деполяризующее действие поля	10.4	Время поляризации (деполяризации) 48 ч
Поляризующее действие поля	9.4	—

Действительно, зависимости изменения константы скорости растворения в воде от напряженности электрического поля, согласно данным рис. 11, показывают, что по мере возрастания напряженности поля E , наиболее сильно уменьшается значение k_v у SrSO_4 , имеющего самую низкую растворимость. Уменьшение k_v в ряду однотипных солей (NaCl , LiF , NaF) выражено более ярко для менее растворимого соединения (LiF) и обладающего более высоким значением диэлектрической постоянной. Замедление растворения ионных кристаллов после облучения может быть в определенной степени связано и с их радиационным зарядом.

Проанализируем связь между k_v и напряженностью поля в кристалле. Для этого представим k_v в виде двух сомножителей — зависящего и не зависящего от поляризации кристалла — и рассмотрим элементарный акт растворения кристалла с позиций изменения энергии молекулы при ее переходе в жидкую фазу. Будем считать, что при растворении выполняется соотношение Бренстеда

$$\Delta Q_a = b\Delta Q_T, \quad (33)$$

где ΔQ_a — энергия активации растворения; ΔQ_T — теплота растворения; b — эмпирическая постоянная ($0 \leq b \leq 1$). Тогда для константы скорости растворения можно записать следующее выражение:

$$k_v = k_v^0 \exp\left(-\frac{b\Delta Q_T}{kT}\right), \quad (34)$$

где k_v^0 — величина, не зависящая от температуры. Формула (34) может быть представлена и в ином виде

$$k_v = k_v^* \exp\left(-\frac{b\Delta F_{el}}{kT}\right), \quad (35)$$

где ΔF_{el} — изменение «электрической» составляющей свободной энергии (энергии Гельмгольца) молекул ионного кристалла в процессе растворения, а величина k_v^* включает в себя как энтропийный член, так и член, характеризующий свободную энергию и зависящий от напряженности электрического поля, приложенного к кристаллу. Величина $\Delta F_{el} = U_2 - U_1$, где U_2 и U_1 — «электрическая» свободная энергия растворяющейся молекулы в растворе и в кристалле соответственно.

На зависимости константы скорости растворения от внешнего электрического поля может сказываться лишь та часть свободной энергии молекулы в кристалле, которая обусловлена поляризуемостью молекулы. По этой причине для U_1 может быть записано следующее выражение:

$$U_1 = -\alpha|E|^2, \quad (36)$$

где α — суммарная поляризация одной молекулы; E — напряженность постоянного электрического поля внутри кристалла. В случае кристаллов с одинаковым зарядом анионов и катионов энергия U_2 в приближении теории Гуи — Чепмена равна

$$U_2 = -16C_0K_D\pi r_0^2kT \operatorname{sh}^2 \frac{ez\phi}{4kT}, \quad (37)$$

где C_0 — средняя равновесная концентрация ионов в объеме раствора; $K_D = (8\pi e^2 z^2 C_0 / \epsilon_2 kT)^{1/2}$ — обратная дебаевская длина; z — заряд ионов в кристалле; r_0 — собственный радиус иона в растворе; ϕ — средний потенциал внешней гельмгольцевской плоскости, в которой локализованы центры ионов раствора, ближайших к поверхности кристалла; ϵ_2 — средняя диэлектрическая проницаемость раствора.

Суммарную поляризуемость молекулы твердой фазы α можно рассчитать по формуле Клазиуса — Мосотти

$$\alpha = 3M \frac{\epsilon_1 - 1}{4\pi dN(\epsilon_1 + 2)}, \quad (38)$$

где ϵ_1 — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла; M — молекулярная масса; d — плотность; N — число Авогадро.

Для расчета величин E и ϕ необходимо решить задачу о распределении потенциала в системе, представляющей собой поляризованный кристалл с гельмгольцевскими слоями на гранях, обращенных к раствору, и окруженный диффузионными частями двойного электрического слоя. Если принять для описания распределения заряда в диффузионной части двойного слоя модель Гуи — Чепмена, то задача о распределении потенциала ϕ хотя бы в одной плоскости, рассекающей кристалл и раствор, сводится к совместному решению системы двух одномерных уравнений Пуассона-Больцмана (для диффузионных областей двойного слоя) и трех одномерных уравнений Лапласа для гельмгольцевской части двойного слоя и поляризованного кристалла. При этом граничные условия должны учитывать непрерывность потенциала и электрической индукции при переходе от кристалла к раствору. В результате ряда преобразований получаются следующие зависимости:

$$|E| = -\frac{4\pi}{\epsilon_1} \left[|P| - \frac{4ezC_0}{K_D} \operatorname{sh} \left(\frac{ez\phi}{2kT} \right) \right], \quad (39)$$

$$\phi = \frac{4\pi e}{\epsilon_1} \left[|P| - \frac{4ezC_0}{K_D} \operatorname{sh} \left(\frac{ez\phi}{2kT} \right) \right], \quad (40)$$

где $|P|$ — поляризация кристалла.

С помощью известной связи между $|P|$ и напряженностью поля, приложенного к кристаллу, а также выражений (35)–(40), можно получить зависимость константы скорости растворения кристаллов от их поляризации:

$$\ln \frac{k_v^*}{k_v} = 16b \left[\operatorname{sh}^2 \left(\frac{ez\phi}{4kT} \right) - \frac{\alpha\pi^2}{\epsilon_1^2 kT} \left(|P| - \frac{4ezC_0}{K_D} \operatorname{sh} \left(\frac{ez\phi}{2kT} \right) \right)^2 \right]. \quad (41)$$

Величина P связана с напряженностью электрического поля E_1 , приложенного к кристаллу, соотношением

$$P = \frac{(\epsilon_1 - 1)E_1}{4\pi\epsilon_1}. \quad (42)$$

Из формул (39)–(42) можно сделать вывод, что при достаточно больших значениях α и не слишком малых объемных концентрациях раствора k_v уменьшается с ростом E_1 (или P). Необходимо, однако, иметь в виду, что в сильных полях ($ez|\phi| \gg kT$) поляризуемость α сама зависит от напряженности поля (уменьшается с увеличением $|\phi|$). По этой причине при увеличении разности потенциалов, приложенной к кристаллу, зависимость константы скорости растворения от E_1 должна ослабевать, что и наблюдается на опыте.

Предсказание теории об увеличении скорости растворения поляризованных кристаллов было подтверждено на примере растворения кристаллов винной кислоты в растворителях, обладающих разными диэлектрическими проницаемостями (рис. 12).

Физический смысл замедления растворения заряженных кристаллов заключается в том, что поляризованной молекуле-диполу при переходе в жидкую фазу необходимо совершить дополнительную работу против сил электрического поля. Однако, если поляризуется и растворитель, то молекуле-диполу при $\epsilon_{\text{ТВ}} \gg \epsilon_{\text{РАСТ}}$ труднее вернуться на поверхность твердого тела, т.е. скорость растворения повышается и молекула как бы «втягивается» под действием электрических сил в жидкую фазу.

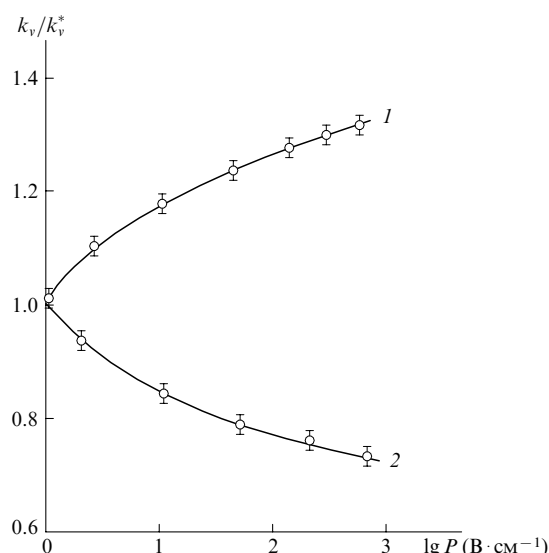


Рис. 12. Изменение скорости растворения в воде в зависимости от поляризации твердой фазы P кристаллов винной кислоты ($\epsilon_1 = 35.9$) в этиловом спирте ($\epsilon_2 = 20$) (1) и в воде ($\epsilon_2 = 80$) (2)

Схожие эффекты наблюдали в работе⁴⁰ при исследовании скорости роста ямок травления выходов дислокации на поверхности поляризованных кристаллов LiF.

Следует остановиться еще на одном возможном пути замедления растворения кристаллов-диэлектриков, когда жидкая фаза подвергается ориентирующему воздействию электрического поля. Так, в результате поляризации молекул растворителя в пограничном слое на границе раздела фаз может происходить упрочнение слоя жидкости, прилегающего к поверхности растворяющегося кристалла.⁴¹ Расчетное значение напряженности электрического поля, обусловленной поляризацией, изменяется для принятой модели в широких пределах (от 0 до 10^3 В/см и более). В реальных системах поляризация может значительно изменять вязкость и проницаемость поверхностных слоев. Это согласуется с представлениями об изменении вязкости полярных жидкостей под влиянием электрического поля. Замедление растворения поляризованных кристаллов возможно и вследствие конденсации (скопления) под влиянием электрического поля в пограничном жидком слое продуктов реакции (а также других растворенных веществ) и образования кристаллических зародышей или полимерных цепей (в случае, например, P_2O_5 или SiO_2), взаимодействующих друг с другом и с молекулами жидкой среды. Возникшие новообразования «армируют» систему и могут обуславливать появление гелеподобного метастабильного состояния на границе раздела твердой и жидкой фаз. Следовательно, в некоторых случаях поляризация молекул на поверхности растворяющихся соединений может приводить к образованию защитных гелеподобных пленок.

IX. Заключение

Как показывает опыт, накопление электрического заряда в облученных и радиоактивных твердых диэлектриках относится к одному из фундаментальных явлений, сопровождающих воздействие ионизирующего излучения на высокоомные материалы. Развитие исследований в этой области стимулируется не только чисто научным интересом к данной проблеме, но и конкретными практическими задачами. Так, прогнозирование срока службы различных электроизоляционных материалов и изделий в полях ионизирующего излучения невозможно без знания закономерностей нако-

пления и релаксации в них «радиационного» электрического заряда. Это может быть связано в конечном счете с надежностью эксплуатации любых ядерных энергетических установок, космических летательных аппаратов, подвергающихся постоянному воздействию ионизирующего излучения, и др. Поэтому прогресс в этом направлении невозможен без глубокого изучения механизма обратимых и необратимых процессов, инициируемых ионизирующим излучением в диэлектриках.

На сегодняшний день можно выделить несколько перспективных направлений исследований в данной области:

1) развитие теории процессов распределения электрического поля в диэлектрических материалах (изделиях) различной конфигурации при воздействии на них ионизирующего излучения;

2) совершенствование теории и методов расчета распределения объемного электрического заряда (и соответствующего электрического поля) в гетерогенных структурах (смесь твердых веществ, твердые системы, содержащие включения нескольких твердых фаз, гетероструктуры и т.д.);

3) накопление экспериментального материала по влиянию внешних факторов на формирование электрического заряда и его «высвобождение» из данного материала (например, в форме электрических разрядов);

4) исследование механизма протекания радиационно-химических и радиационно-физических процессов в заряженных диэлектриках; это позволит разработать новые способы управления свойствами таких объектов и физико-химических процессов, реализуемых с их участием;

5) моделирование реальных условий эксплуатации различных материалов в поле ионизирующего излучения, т.е. при комбинированном воздействии на диэлектрики процессов их зарядки, дефектообразования, температурных полей, механических воздействий и других факторов.

Важность такого рода исследований определяется тем, что во многих случаях накопление заряда и последующие электрические пробои, ведущие даже к механическому разрушению диэлектрика, предшествуют появлению необратимых, а иногда и обратимых радиационно-химических или радиационно-физических изменений материала. Например, в работе⁴² было показано, что при низких температурах (~ 77 К) эффективность накопления заряда в облучаемых ускоренными электронами стеклах возрастает настолько, что при потоке 10^{12} электрон·см⁻² (энергия электронов ~ 2 МэВ) уже реализуются условия, вызывающие электрические разряды. Нагревание после облучения только ускоряет этот процесс. Такие же эффекты характерны для композиционных материалов и полимеров.

Решение этих вопросов будет способствовать разработке надежных способов повышения радиационной стойкости различных диэлектрических материалов.

Литература

1. P.Curie, M.Curie. *C.R. Acad. Sci.*, **130**, 647 (1900)
2. У.Корлис, Д.Харви. *Источники энергии на радиоактивных изотопах*. Мир, Москва, 1967
3. В.М.Лукьянович, Л.В.Радускевич. В кн. *Методы исследования структуры высокодисперсных и пористых тел*. Изд-во АН СССР, Москва, 1953. С.39
4. J.Furuta, E.Hiraoaka, S.Okamoto. *J. Appl. Phys.*, **37**, 1873 (1969)
5. В.И.Спицын, В.В.Громов. *Физико-химические свойства радиоактивных твердых тел*. Атомиздат, Москва, 1973
6. В.В.Громов. *Электрический заряд в облученных материалах*. Энергоиздат, Москва, 1982
7. R.Kikuchi. *J. Nucl. Energy (Tokyo)*, **11**, 11 (1965)
8. А.П.Тютнев, А.В.Ванников, Г.С.Мингалева, В.С.Саенко. *Электрические явления при облучении полимеров*. Энергоатомиздат, Москва, 1985

9. О.Б.Евдокимов. *Радиационная стойкость органических материалов*. НИИТЭХИМ, Москва, 1979
10. A.R.Frederickson, S.Woolf. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **28**, 4186 (1981)
11. А.Ф.Аккерман, Ю.М.Никитенко, В.А.Ботвин. *Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе*. Наука, Алма-Ата, 1972
12. B.Gross. In *Radiation-induced charge storage and polarization. Electrets*. Springer-Verlag, Berlin, 1980. P.217
13. B.Gross. *J. Phys. Rev.*, **107**, 368 (1957)
14. G.Asch, M.C.Felix, R.Ongaro. *J. Ind. Atom.*, **10**, 79 (1966)
15. V.P.Murphy, F.E.Hoecker. *J. Appl. Phys.*, **42**, 4094 (1971)
16. T.Asada, M.Kawanishi, R.Kikuchi. *J. Mem. Inst. Sci. Industr. Res. (Osaka Univ.)*, **24**, 35 (1967)
17. B.Gross. *J. Appl. Phys.*, **36**, 1635 (1965)
18. A.G.Sacharov, V.V.Gromov. *J. Radiation. Phys. and Chem.*, **23**, 325 (1984)
19. В.М.Ленченко. *Атом. энергия*, **29**, 53 (1970)
20. Г.И.Дистлер, Ю.М.Герасимов, Н.М.Борисова. *Докл. АН СССР*, **165**, 329 (1965)
21. В.В.Громов. *Атом. энергия*, **26**, 250 (1969)
22. В.В.Громов, В.В.Суриков. *Атом. энергия*, **32**, 172 (1972)
23. А.В.Быховский, О.М.Зараев. *Горячие аэрозольные частицы при техническом использовании атомной энергии*. Атомиздат, Москва, 1974
24. А.Г.Сахаров, В.В.Громов. *Журн. физ. химии*, **50**, 1513 (1976)
25. А.Г.Сахаров, В.В.Громов. *Журн. физ. химии*, **59**, 179 (1985)
26. A.G.Rozno, V.V.Gromov. *J. Radiation Phys. and Chem.*, **23**, 295 (1984)
27. V.V.Gromov, A.G.Sacharov. *J. Radiation Phys. and Chem.*, **23**, 307 (1984)
28. А.Г.Котов, В.В.Громов. *Радиационная физика и химия гетерогенных систем*. Энергоатомиздат, Москва, 1988
29. Е.К.Завадовская, В.А.Стародубцев. *Изв. Томск. политехн. ин-та*, **170**, 125 (1969)
30. А.А.Воробьев, Е.К.Завадовская, В.А.Стародубцев, Б.В.Федоров. *Изв. вузов. Физика*, **2**, 40 (1977)
31. В.Г.Вахромеев, С.П.Зиновьева. *Изв. вузов. Физика*, **11**, 146 (1974)
32. О.Б.Евдокимов, Н.И.Ягушкин. *ФТТ*, **16**, 564 (1974)
33. О.Б.Евдокимов, А.П.Яловец, Г.Е.Шевелев. *ФТТ*, **16**, 2398 (1974)
34. B.Gross, S.V.Nablo. *J. Appl. Phys.*, **38**, 2272 (1967)
35. B.Gross, J.Dow, S.V.Nablo. *J. Appl. Phys.*, **44**, 2459 (1973)
36. О.Б.Евдокимов, А.П.Яловец. *Химия высоких энергий*, **7**, 271 (1973)
37. И.Н.Балычев, Д.И.Вайсбурд, Г.И.Геринг. *Письма в ЖТФ*, **2**, 327 (1976)
38. И.И.Громов. *Влияние ионизирующего излучения на кинетику растворения твердых тел*. Атомиздат, Москва, 1976
39. В.В.Громов. *Журн. физ. химии*, **54**, 2161 (1980)
40. Л.Б.Зуев, М.Г.Токмашев. *Электрохимия*, **12**, 106 (1976)
41. И.Ф.Ефремов, О.М.Розенталь. *Журн. физ. химии*, **47**, 571 (1973)
42. А.И.Акишин, О.Е.Аксенов, В.Е.Аксенова. В кн. *Радиационная стойкость электроизоляционных материалов магнитных систем термоядерных реакторов. IV Междунар. конф. по исследованию и разработке конструкционных материалов для реакторов термоядерного синтеза. Тез. докл.* Москва, 1990. С.47

ELECTRIC CHARGE IN IRRADIATED DIELECTRICS AND THEIR PROPERTIES

V.V.Gromov

Institute of Physical Chemistry, Russian Academy of Sciences

31, Leninsky Prosp., 117915 Moscow, Russian Federation, Phone: +7(095)335-1789

The formation of an electric charge in dielectrics under ionizing radiation, which is one of the fundamental effects accompanying irradiation in solids, is analysed. The increasing interest in this phenomenon is due to a wide application of powerful sources of ionizing radiation for practical and scientific purposes. Radioactive dielectrics; i.e., high-resistant materials of various nature (glasses, crystalline compounds, ceramics etc.), in whose volume there is a permanent source of ionizing radiation (radionuclides), are a subject of particular interest. Radioactive dielectrics are involved in nuclear technology during the treatment and solidification of nuclear wastes. Experience shows that the properties of irradiated dielectrics are affected not only by the presence of an electric charge as a result of autoirradiation, but also by the type of the charge distribution in the volume of dielectrics. Examples of the relationship between the volume charging of radioactive and irradiated dielectrics and their properties such as dissolution kinetics, mechanical and electrophysical properties, redistribution of ionizing radiation absorbed energy, and others are discussed.

Bibliography — 42 references.

Received 12th July 1993