

УДК 537.9

ИОНИЗИРУЮЩЕЕ ОБЛУЧЕНИЕ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ КАК СПОСОБ ИЗМЕНЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

© М.А. Умрихина, А.В. Умрихин

Ключевые слова: ионизирующее излучение; радиационные дефекты.

В работе представлены результаты исследований по изучению влияния ионизирующего излучения различной природы на электрические свойства твердых тел. Предложены теоретические объяснения рассматриваемых процессов. Рассмотрены модели, объясняющие наблюдаемые результаты.

При прохождении любых заряженных частиц, γ -квантов или нейтронов через вещество в нем создается большое число разнообразных дефектов, приводящих в той или иной форме к перераспределению плотности электронов в облученном материале. Это в первую очередь вызвано тем, что одним из основных процессов взаимодействия излучения с веществом является ионизация, сопровождающаяся образованием большого числа электронов и дырок. Механизмы образования радиационных дефектов детально рассмотрены в монографиях [1–3].

В зависимости от электропроводности вещества, подвергнутого воздействию ионизирующего излучения, время жизни возникших заряженных образований может изменяться в широких пределах. Оценка этого времени (время релаксации зарядов τ) выполняется обычно по выражению $\tau = \epsilon \epsilon_0 / \alpha$, где α – удельная электропроводность; ϵ и ϵ_0 – диэлектрические постоянные данного материала и вакуума соответственно. Так, для диэлектрика с удельной электропроводностью, равной $10^{17} \text{ (Ом/м)}^{-1}$ и $\epsilon = 5$, τ составляет около 10^5 с . Это прямо указывает на возможность длительного сохранения электрических зарядов, тем или иным способом введенных в диэлектрик. Для металлов время релаксации измеряется долями секунды, например при $\alpha = 1 \text{ См/м}$ и $\tau \sim 10^{-10} \text{ с}$.

Электроны являются основными носителями заряда в твердых материалах. Поэтому в результате облучения ускоренными электронами какого-либо вещества изменяются его электрофизические свойства. Определенным образом на различные эффекты оказывают влияние энергия электронов и процессы ее диссипации в облучаемой среде.

Условно возможный диапазон энергии электронов разделяется на три области: диапазон нерелятивистской энергии – до 0,5 МэВ; область релятивистской энергии – от 0,5 до 10^2 МэВ; диапазон ультрарелятивистских энергий $> 10^2$ МэВ [4]. Иногда, говоря о скоростях, различают соответственно медленные, быстрые и сверхбыстрые электроны. В обычной практике радиационно-физических или радиационно-химических экспериментов наиболее часто используются электроны с

энергией от нескольких сотен килоэлектронвольт до 5–6 МэВ, т. е. быстрые электроны, взаимодействие которых с веществом и рассматривается в этом разделе. С точки зрения процессов заряжения большое значение также имеют медленные электроны.

Для монокристаллов вследствие коррелированного рассеяния заряженных частиц кристаллической решеткой наблюдаются эффекты анизотропии процессов взаимодействия электронов с твердым телом [5]. Однако эффекты, связанные с направленным рассеянием электронов, не учитываются. Такое ограничение сделано сознательно, поскольку, во-первых, использование интегральных параметров взаимодействия электронов с веществом автоматически расширяет интервал рассматриваемой энергии электронов (медленных и быстрых); во-вторых, теория формирования объемного заряда при коррелированном рассеянии электронов совершенно не разработана и, в-третьих, недостаточно широко представлены экспериментальные данные, подтверждающие эффекты анизотропии (кристаллографической) распределения объемного заряда в облученных электронами монокристаллах. Конечно, можно с уверенностью сказать, что такие эффекты должны существовать, и в дальнейшем они будут обнаружены и тщательно исследованы. Косвенные данные в пользу этого предположения уже имеются [5–7].

Взаимодействие ускоренных электронов с твердым телом представляет собой сложный каскадный процесс, сопровождающийся структурными изменениями в кристаллической решетке. К числу основных, первичных радиационных эффектов относятся возбуждение, ионизация и смещение атомов. Электроны и атомы, выбитые из своих мест в результате первичных процессов, обычно производят дальнейшее возбуждение, ионизацию и различные нарушения упорядоченного расположения атомов и молекул в узлах кристаллической решетки. В общем случае наиболее важны следующие процессы, определяющие потерю энергии электронов:

- упругое рассеяние, при котором изменяется направление движения электрона;
- возбуждение связанных электронов, находящихся на внешних оболочках атомов;

- ионизация внешних и внутренних электронных оболочек атомов;
- появление тормозного излучения;
- смещение атомов или ионов;
- ядерные реакции.

В рассмотренном интервале энергии решающими эффектами обычно являются возбуждение связанных электронов, находящихся на внешних оболочках атомов, и ионизация внешних и внутренних оболочек атомов. Например, при энергии электронов до 1 МэВ лишь около 5 % поглощенного излучения приходится на упругие столкновения, приводящие к смещению атомов [4].

С точки зрения формирования стационарного объемного заряда в облучаемом материале процессы ионизации имеют решающее значение, поэтому именно на них акцентируется основное внимание при анализе взаимодействия излучения с веществом.

Если кинетическая энергия электронов меньше энергии ионизации, то взаимодействие с веществом ограничивается электронным возбуждением, частным случаем которого является образование экситонов. Заторможенные электроны, испытав ряд столкновений, локализуются на каких-либо атомах, ионах или дефектах решетки. С ростом энергии начинают эффективно идти процессы ионизации, появляются вторичные или δ -электроны, и в интервале энергии 0,5–10 МэВ вероятность ионизации достигает ~ 40 % [4]. Вдоль пути электрона – трека – в веществе образуются скопления возбужденных и ионизованных частиц (рис. 1), а сам электрон многократно изменяет направление своего движения.

Если энергия вторичных электронов меньше 100 эВ, то их пробег в твердых веществах мал и любые продукты вторичной ионизации расположены очень близко от первичных, образуя небольшие ионизованные области. Треки δ -электронов, обладающих большой энергией, ничем не отличаются от треков первичных электронов. Оценки показывают, что быстрые вторичные электроны создают в конденсированных системах ионизованные области, расположенные на расстоянии друг от друга ~ 1 мкм, а их первоначальный диаметр равняется приблизительно 2 нм [8].

Ионизованные атомы и молекулы в твердых телах с низкой электропроводностью могут сохраняться дли-

тельное время [9]. Следовательно, в облученных полупроводниковых и диэлектрических материалах образуются и долгое время существуют микрообласти (порядка десятков ангстрем) с избыточной концентрацией заряженных частиц. Это, конечно, практически не приводит к заряджению образца в целом, т. к. количество положительных и отрицательных частиц, возникших при ионизации, одинаково, а количество поглощенных материалом заряженных частиц облучения невелико по сравнению с числом заряженных частиц, образовавшихся в образце при облучении. Однако в объеме вещества ионы и электроны могут распределяться неоднородно в связи с их различной подвижностью в электрическом поле объемного заряда, обусловленного инжекцией и последующим торможением электронов, бомбардирующих данный объект.

Электромагнитное излучение отдает относительно большое количество энергии при каждом акте взаимодействия с облучаемым материалом. В зависимости от энергии γ -кванты проходят в веществе различные расстояния; часть из них, не изменяя направления и энергии, проникает в более глубокие слои [10]. Однако полный коэффициент поглощения представляет собой сумму коэффициентов поглощения, соответствующих различным механизмам взаимодействия электромагнитного излучения данной энергии с веществом. Такими механизмами в основном являются фотоэффект, эффект Комптона, образование пар, когерентное рассеяние и фотоядерные реакции. Первые три процесса наиболее важны, вклад каждого из них очень сильно зависит от энергии γ -квантов и атомного номера поглотителя.

Если учитывать только три процесса взаимодействия γ -излучения с веществом, то прохождение γ -квантов в данном материале сопровождается их рассеянием и появлением вторичных электронов, которые в дальнейшем тратят энергию на возбуждение, ионизацию, смещение атомов и ионов и т. д. В этом смысле действие γ -квантов и ускоренных электронов на вещество эквивалентно.

Поток вторичных электронов, возникающих под действием электромагнитного излучения, достигает максимальной величины на некотором расстоянии от поверхности облучаемого вещества. Это расстояние приблизительно равно наибольшему пробегу вторичных

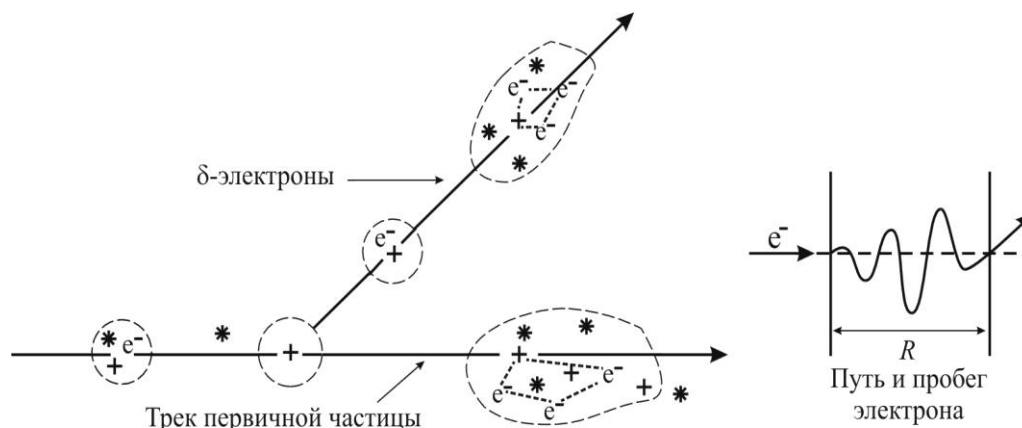


Рис. 1. Распределение ионов и возбужденных молекул в треках быстрых электронов (линейные размеры не соблюдаются): - - - - - трек вторичного электрона с низкой энергией; + – положительный ион; e^- – свободный электрон; * – возбужденная молекула; R – пробег электрона

электронов. Затем интенсивность вторичного излучения постепенно падает по мере ослабления первичного пучка. Область поглотителя, непосредственно прилегающая к поверхности, обеднена вторичными электронами в результате двух процессов: рассеяния выбитых электронов за пределы поглотителя и ухода (переноса по направлению первичных γ -квантов) электронов (в основном комптоновских) в глубь образца.

Изложенные представления о взаимодействии электромагнитного излучения с веществом дают основание считать, что и γ -излучение может создавать в облучаемом материале области с избытком и недостатком электронов, т. е. генерировать объемный радиационный заряд.

При прохождении тяжелых заряженных частиц (протонов, α -частиц, ускоренных ионов и др.) через вещество могут протекать главным образом следующие процессы [4]:

1) неупругое взаимодействие со связанными электронами тормозящей среды, при котором теряемая частицей энергия расходуется на возбуждение или ионизацию атомов и молекул (ионизационные потери энергии);

2) неупругое столкновение с ядрами атомов, что при определенных условиях ведет к образованию квантов тормозного излучения, возбуждению ядерных уровней и к ядерным реакциям;

3) упругие столкновения с ядрами (или атомами); в результате таких столкновений появляются выбитые атомы, ионы, которые, в свою очередь, испытывают неупругие и упругие столкновения, производя ионизацию окружающих атомов;

4) упругие столкновения с атомными электронами.

Относительная роль указанных процессов в ослаблении интенсивности и торможении пучков бомбардирующих поглотители частиц не одинакова для заряженных частиц разной массы и скорости. Для тяжелых частиц решающее значение имеют неупругие «ионизационные» столкновения с электронами и упругие соударения с ядрами атомов тормозящей среды. Именно эти механизмы ослабления пучка заряженных частиц и их торможения наиболее интересны с точки зрения возможности формирования объемного радиационного заряда. Ядерные реакции, приводящие к образованию в облучаемом материале радионуклидов, в определенном смысле так же являются первопричиной возникновения объемного электрического заряда. Однако в этом случае заряд появляется вследствие радиоактивного распада [11].

Прохождение через вещество частиц высокой энергии вызывает его ионизацию. На этом явлении базируется один из основных способов детектирования излучения, например, счетчик Гейгера. Излучение высокой энергии может быть использовано для исследования процессов генерации свободных зарядов. В генерации носителей обоих знаков весьма существенны реакции, происходящие на поверхности вещества. Вследствие этого в приповерхностных областях образца инжекционные явления и процессы собственной генерации накладываются друг на друга, и разделение этих процессов весьма затруднено. Применение возбуждения рентгеновским излучением или частицами высокой энергии позволяет избавиться от поверхностных эффектов. В этих условиях возбуждение происходит в объеме, и

дырки и электроны образуются в равных количествах. Изучение зависимостей числа зарядов, образованных облучением и собранных на электродах, от напряженности электрического поля и температуры позволяет оценить такие характеристики носителей, как длина термализации возбужденных зарядов, кулоновский радиус захвата носителей и константа скорости их рекомбинации. Основная трудность в использовании излучения высокой энергии состоит в том, что энергия образованных носителей весьма значительно и сложным образом меняется на коротких расстояниях, причем за малые времена. Обычно высокая плотность носителей локализуется в центральном треке, в то время как в нескольких десятках ангстрем от оси трека эта плотность может быть пренебрежимо мала. Вследствие такой неоднородности распределения носителей наблюдаются экстремальные градиенты концентрации и справедливость применения при расчетах понятия средней плотности носителей становится сомнительной. Кроме того, поглощение излучения высокой энергии обязательно сопровождается химическими изменениями, и любые эксперименты с использованием больших доз осложняются влиянием радиационно-наведенных дефектов и продуктов химических реакций.

При прохождении частицы высокой энергии через вещество в результате ряда последовательных столкновений с молекулами среды происходит ступенчатая диссипация ее энергии. Скорость потери энергии частицы на единицу длины ее пробега, dE/dx , называют линейной передачей энергии (ЛПЭ), или линейной тормозной способностью вещества. На образование вторичных электронов расходуется значительная часть энергии излучения, поглощенной веществом. Частицы с большой ЛПЭ, такие как α -частицы и протоны, дают треки с высокой плотностью ионизации, имеющие практически цилиндрическую симметрию («колонки»). Ионизацию такого типа называют колонной.

Более разбросанные и диспергированные участки возбуждения наблюдаются при облучении быстрыми электронами, имеющими малые ЛПЭ. Картину можно сравнить с ниткой бус или цепочкой капелек [12], где каждая капля, или «шпора», содержит значительное число молекул, ионизованных и возбужденных при неупругих столкновениях с медленными вторичными электронами.

В более подробной теории взаимодействия излучения с веществом в конденсированной фазе пользуются также понятиями «блоб» и «короткий трек», но мы будем рассматривать только шпоры, потери энергии излучения в которых для органических кристаллов составляют около 50 эВ. Предполагается [12], что образование шпор связано с косыми соударениями электронов с молекулами вещества, и энергия излучения расходуется на возбуждение этих молекул на различные энергетические уровни.

Характер изменения во времени распределения поглощенной в шпоре энергии показан на рис. 2.

Минимальное время поглощения энергии 30 эВ (типичная энергия шпоры) может быть оценено из соотношения неопределенностей Гейзенберга $\Delta t \approx \hbar/\Delta E \approx 2 \cdot 10^{-17}$ с. Энергия, теряемая за это время первичными электронами, идет на образование электронно-возбужденных состояний, причем очевидно, что при любых энергиях этих состояний энергия порядка 30 эВ

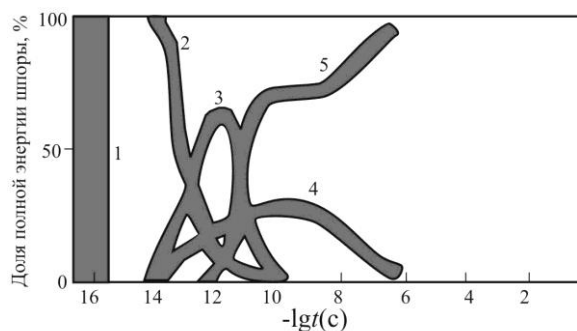


Рис. 2. Зависимость распределения энергии в шпоре от времени [12]: 1 – первичные процессы поглощения энергии; 2 – электронная энергия; 3 – колебательная энергия движения молекул; 4 – энергия, затрачиваемая на диссоциацию молекул; 5 – суммарная энергия движения молекул и энергия, идущая на тепловое возбуждение их низших энергетических состояний. Начальные процессы поглощения энергии происходят за время, меньше 10^{-15} с. Ординаты кривых соответствуют количественному вкладу каждого вида энергии в полную энергию шпоре в данном интервале времени. Приведенное распределение соответствует шпоре средней энергии. «Размытость» кривых отражает качественный характер описания. Отметим, что в случае экзотермических реакций с ростом времени кривая 5 оказывается выше уровня полной поглощенной энергии. Это происходит даже при наличии люминесценции, т. е. потери на нее, как правило, невелики

теряется первичными электронами в столкновениях с несколькими молекулами. За время порядка 10^{-15} с (около 10 столкновений) электрон переходит в т. н. субэлектронную область возбуждения. Это время мало по сравнению с периодом колебаний молекулы, равным 10^{-14} – 10^{-13} с. Колебательное возбуждение молекулы осуществляется за время, большее 10^{-14} с, и связано, по-видимому, не с передачей молекуле импульса первичным электроном, а с первоначальным захватом электрона молекулой и последующим франк-кондоновским переходом образовавшегося молекулярного иона в возбужденное колебательное состояние. Первичное колебательное возбуждение затем (за времени, большие 10^{-12} с) расходуется в процессах перераспределения колебательной энергии между молекулами и на вращательное возбуждение молекул. В этом временном интервале происходит излучательная и безызлучательная релаксация возбуждений и устанавливается локальная температура.

Более подробная картина электронных возбуждений в органических веществах и соответствующих релаксационных процессах в шпоре представлена на рис. 3. Сначала за 10^{-16} с образуются коллективные электронные возбуждения, называемые плазмонами.

Плазмоны представляют собой квантовые осцилляции группы электронов вещества, возникающие в результате их кулоновского взаимодействия дальнего порядка, причем эти электроны ведут себя как свободные.

Плазмоны являются делокализованными состояниями, поскольку возбуждение охватывает много молекул, причем каждая из них чувствует коллективные осцилляции валентных электронов. На языке квантовой механики это означает, что волновая функция, описывающая возбуждение квазичастиц, является суперпозицией волновых функций многих электронов; следова-

тельно, плазмон по определению не может быть одночастичным состоянием.

Связь плазмона с отдельным электроном носит примерно такой же характер, как в и случае фотона (имеющего энергию порядка энергии плазмона). Основным каналом гибели плазмонов является образование сверхвозбужденных состояний отдельных молекул с энергией около 20 эВ, поэтому радиационные выходы делокализованных плазмонов и более локализованных сверхвозбужденных состояний должны быть близки. На рис. 3 сверхвозбужденное состояние молекулы, образующееся из плазмона, обозначено символом S^{**} .

Дезактивация состояния S^{**} возможна путем внутренней конверсии (преобразования электронного возбуждения в молекуле в колебательное) в более низкое возбужденное состояние S^* или путем автоионизации (спонтанной ионизации возбужденной молекулы). Соответствующие процессы обозначены на рис. 3 цифрами 1 и 2.

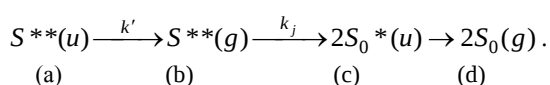
В конденсированной фазе может также происходить процесс деления сверхвозбужденного синглетного состояния S^{**} на два синглетных экситона с меньшей энергией S^* (процесс 3 на рис. 3): $S^{**} + S_0 \rightarrow S^* + S^*$, где S_0 – молекула в основном состоянии. По расчетам Вольца [14], скорость образования двух возбуждений



Рис. 3. Процессы релаксации электронной энергии в шпорах [13]

с энергией по 6,8 эВ из начального состояния с энергией 14 эВ равна $5 \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$. Так как скорость обратной реакции рекомбинации состояний S^* с образованием S^{**} так же велика, влияние процесса деления на конкурирующую с ним собственную генерацию носителей существенно лишь при сравнимых скоростях этих процессов. В конденсированной фазе скорость миграции синглетных возбуждений велика (около 10 прыжков в секунду), поэтому процесс деления S^{**} на два синглетных экситона вполне вероятен. (Возможно также деление синглетного экситона на два триплетных). Экспериментально деление сверхвозбужденного состояния на два синглетных экситона было впервые обнаружено в 1975 г. Клейном и Вольцем [15].

Для объяснения Клейн и Вольц предложили следующий механизм деления синглетных экситонов:



Сверхвозбужденное состояние S^{**} образуется из основного состояния молекулы S_0 , имеющего положительную (g) четность, при его однофотонном оптическом возбуждении и поэтому первоначально имеет отрицательную (u) четность. Флуоресцирующее синглетное возбужденное состояние (c) должно иметь отрицательную четность (u -состояние), т. к. переход в него из четного основного g -состояния дипольно-разрешен. Из-за того, что кулоновское взаимодействие, ответственное за процесс деления, имеет четный характер, частицы (c) должны рождаться в результате деления четного состояния; следовательно, «делящееся» состояние (b) должно быть четным. Процесс деления

синглетного экситона включает в себя два безызлучательных перехода ($a \rightarrow b$) и ($b \rightarrow c$) с соответствующими константами скорости k' и k_j . С этими переходами конкурирует обычная колебательная релаксация, при которой «разменивается» энергия сверхвозбужденных состояний, поэтому эффективность деления зависит от времени жизни состояний (a) и (b).

Возвращаясь к рассмотрению процессов диссипации энергии в высоковозбужденных молекулах (рис. 3), отметим, что первоначально с наибольшей вероятностью образуются сверхвозбужденные состояния с энергией ~ 20 эВ, поэтому результатом их автоионизации (процесс 2) могут быть только относительно медленные электроны.

Из-за того, что молекулярный ион обычно находится в высоковозбужденном колебательном состоянии, кинетическая энергия большинства эмиттируемых электронов составляет всего несколько электронвольт. По этой причине электроны, образовавшиеся в результате автоионизации, возбуждают молекулы только на самые нижние синглетные и триплетные уровни (процесс 4).

В случае ароматических веществ при протекании процессов (5) и (6) на рис. 3 образуется промежуточное состояние с переносом заряда. Поскольку взаимное расположение ядер в ионной паре заметно отличается от того, что наблюдается в основном состоянии молекулы, при рекомбинации носителей преимущественно образуются связанные состояния с высокой колебательной энергией. При дальнейшем сближении зарядов избыточная колебательная энергия теряется; при этом полная энергия состояния с переносом заряда становится меньше ширины запрещенной зоны, что препятствует

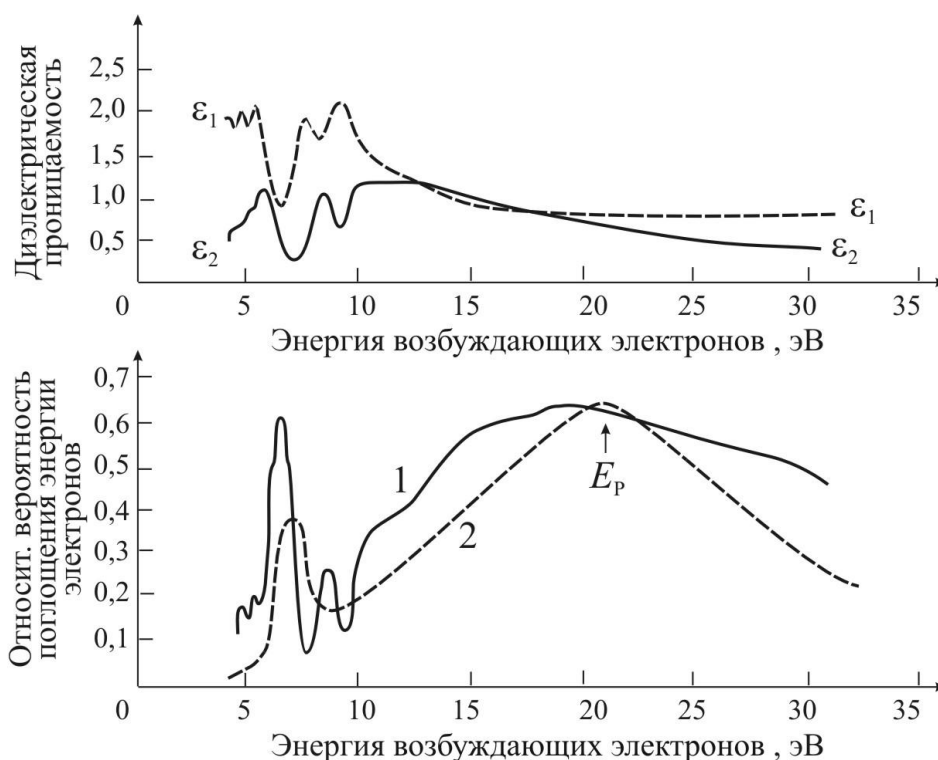


Рис. 4. Зависимость компонент диэлектрической проницаемости ϵ_1 и ϵ_2 , функции энергетических потерь (кривая 1) и измеренных экспериментально потерь первичных электронов (кривая 2) от энергии возбуждающих электронов в полистироле [13]. Указано положение энергии плазмонов E_p

диссоциации пары. Затем состояние с переносом заряда распадается на колебательно-возбужденный экситон Френкеля и молекулу в колебательно-возбужденном основном состоянии, которые в дальнейшем релаксируют в основное состояние.

В кристаллах типа антрацена с подвижностью носителей порядка $1 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ парная рекомбинация происходит быстро ($< 10^{-11} \text{ с}$), начальное ионизованное состояние синглетно, и поэтому при начальной рекомбинации в экситонные состояния преимущественно образуются синглетные, а не статистически более вероятные триплетные экситоны. Однако это не всегда наблюдается в органических твердых телах и не обязательно для парной рекомбинации носителей в органических жидкостях. Критическим фактором, определяющим отношение концентраций триплетных и синглетных состояний, является отношение времен рекомбинации и дефазировки спинов рекомбинирующих ионов. Дефазировка может происходить в результате взаимодействия триплетных состояний с фононами решетки; в твердых телах типа антрацена по оценкам на это требуется около 10^{-8} с . Причиной переворота спина может быть также сверхтонкое взаимодействие спинов неспаренного электрона и ядра [16]; в органических жидкостях изменение спинового состояния диффундирующей радикальной пары с синглетного на триплетное может происходить за время порядка нескольких наносекунд [17–18].

В работе представлены публикации по исследованию влияния радиационного излучения на электрические свойства твердых тел. Также представлены теоретические объяснения полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М.: Физматгиз, 1983. С. 264.
2. Келли Б. Радиационные повреждения твердых тел. М.: Атомиздат, 1970. С. 235.
3. Конобеевский С.Т. Действия излучения на материалы. М.: Атомиздат, 1967. С. 350.
4. Шалаев А.М. Радиационно-стимулированное изменение электронной структуры. М.: Атомиздат, 1970. С. 176.
5. Громов В.В. Электрический заряд в облучаемых материалах. М.: Энергоиздат, 1982. С. 112.
6. Воробьев С.А. Прохождение бета-частиц через кристаллы. М.: Атомиздат, 1975. С. 144.
7. Воробьев А.А. Прохождение электронов через вещество. Томск: Изд-во Томск. гос. ун-та, 1966. С. 176.
8. Kubo K. Dielectric break down in LiF crystals bombarded by electrons // J. Appl. Phys. 1966. V. 37. P. 4722–4728.
9. Samuel A.H. Theory of radiation chemistry. Track effect in radiolysis of water // J. Chem. Phys. 1953. V. 21. P. 1080–1087.
10. Действие излучений на полупроводники и изоляторы. Пер с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
11. Лейпунский О.И. Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1960. С. 208.
12. Спицын В.И., Громов В.В. Физико-химические свойства радиоактивных твердых тел. М.: Атомиздат, 1973. С. 191.
13. Arnolds S., Hassan N. // J. Chem. Phys. 1983. № 78. P. 5606.
14. Поуп М., Свенберг Ч. Электронные процессы в органических кристаллах. М.: Мир, 1985. С. 1008.
15. Hanson D.M. In Molecular Hecironic Devices. N. Y.: NY Marcel Dekker, Inc., 1983. P. 89–111.
16. Duke C.B. Electronic Excitations and Interactions Process Molecular Aggregates. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1983. № 49. P. 14.
17. Callis R.K. // Ann. Rev. Phys. Chem. 1983. № 34. P. 329.
18. Argyrakis P., Hoopper D., Korelman R. // J. Phys. Chem. 1983. № 87. P. 1467.

БЛАГОДАРНОСТИ: Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы и ведомственной программы «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2011 годы)».

Поступила в редакцию 16 мая 2011 г.

Umrikhina M.A., Umrikhin A.V. IONIZING RADIATION OF VARIOUS NATURE AS WAY OF USE OF ELECTRIC PROPERTIES OF HARD BODIES

Exploration results in a field of ionizing radiation of different kind effect on electrical properties of solids are presented in this study. Theoretical explanations of considered processes are suggested. Models that interpret observed effects are considered.

Key words: ionizing radiation; radiation defects.