Технические науки

УДК 548:539.16.04

ПРИРОДА ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ РАДИАЦИОННО-УСКОРЕННОЙ ДИФФУЗИИ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ю.М. Анненков

Томский политехнический университет
E-mail: Annenkov_tpu@mail.ru

Выполнен теоретический анализ механизмов радиационно-ускоренной диффузии при высокотемпературном облучении щелочно-галоидных кристаллов. Показано, что механизм радиационной тряски и дивакансионный механизм наиболее адекватно описывают экспериментальные результаты по ускорению высокотемпературной диффузии в щелочно-галоидных кристаллах, подверженных интенсивному ионизирующему облучению.

Введение

Первоначально радиационно-ускоренная диффузия (РУД) в твердых телах изучалась при сравнительно низких температурах и интенсивностях облучения [1–4]. Такая тактика научных исследований диктовалась задачами радиационного материаловедения. В последующем, в связи с появлением импульсных ускорителей заряженных частиц, используемых, как правило, для решения радиационно-технологических проблем, возникла необходимость исследования РУД в твердых телах при высоких температурах и интенсивностях облучения.

Впервые вопросы высокотемпературной диффузии в щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК) при мощных радиационных воздействиях изучены в работах [5, 6]. Было установлено, что для чистых кристаллов LiF при температуре 670 K под действием импульсного пучка электронов с энергией 3 МэВ наблюдается увеличение коэффициента самодиффузии анионов почти в 500 раз [6].

Кроме того, были проведены исследования радиационно-ускоренной гетеродиффузии в ионных кристаллах при высоких температурах. Методом вторичной ионной масс-спектрометрии изучена диффузия ионов Al^{+3} в KBr при 673...923 K под действием импульсных электронных пучков, обеспечивающих среднюю мощность поглощенной дозы 10^4...$4 \cdot 10^4$ Гр/с [5]. Установлено, что при указанных условиях диффузионные процессы в радиационных полях усиливаются в десятки раз.

Представленные выше результаты оказались, на первый взгляд, неожиданными, так как считалось, что за счет интенсивного отжига радиационных дефектов при высоких температурах вклад радиационной добавки в диффузию будет незначительным.

Результаты работ [5, 6] опровергают эту точку зрения и свидетельствуют об обнаружении необычного явления высокотемпературной диффузии в ЩГК, стимулированной мощными радиационными воздействиями.

В литературе обсуждается большое разнообразие механизмов РУД для ионных и ковалентных кристаллах при низких температурах облучения. К ним относятся разновидности механизма Динса-Дамаска, связанные с генерацией радиационных дефектов [7], ионизационный [8–10] и рекомбинационный [11, 12] механизмы.

В работе [13] рассматривается образование в твердых телах при облучении сверхравновесных состояний, что является, по мнению автора, причиной реализации подпороговых механизмов ускорения диффузии. Кроме того, предложены механизмы радиационной тряски [14], радиационной перезарядки диффузанта [15–17], распада экситонов на диффузанте [18].

Перечисленные модели низкотемпературной РУД, несмотря на их солидный возраст, не потеряли своей актуальности, а почти все последующие работы являлись, как правило, развитием старых. Анализ представленных выше механизмов показал, что многие из них оказались недееспособными при высокотемпературном облучении.

В плане обсуждаемых вопросов наибольший интерес представляют три группы механизмов РУД: модели, основанные на электронно-дырочной рекомбинации, разновидностей механизма Динса-Дамаска и механизм радиационной тряски.

В работе [6] показано, что первая группа механизмов так же не эффективна в ЩГК при высоких температурах. Следовательно, описание высокотемпературной РУД в ЩГК с наибольшей достоверностью можно осуществить на основании механизмов Динса-Дамаска [7] и радиационной тряски [14], что и было сделано в данной статье.

Таким образом, целью настоящей работы являлась разработка механизмов радиационно-ускоренной диффузии в ЩГК при высоких температурах облучения, которые наиболее адекватно описывают экспериментальные данные [5, 6].

Дивакансионный механизм радиационно-ускоренной диффузии

Представленная в настоящем разделе дивакансионная модель РУД в ЩГК является разновидностью механизма Динса-Дамаска и определяется радиационной генерацией дивакансий [6]. При разработке этой модели широко использованы основные положения теории диффузии в ЩГК, наиболее полно представленные в работах [19, 20].

В соответствии с теорией диффузии, выражения для коэффициентов диффузии катионов (D_c) и анионов (D_a) в ионных кристаллах имеют вид:

$$D_c = C_c \cdot D_{vc},\ D_a = C_a \cdot D_{va},$$

где C_c, C_a, D_{vc}, D_{va} – соответственно концентрации и коэффициенты диффузии катионных и анионных вакансий.

Как известно, диффузия в ЩГК обусловлена вакансиями термодинамического и биографического происхождения. В зависимости от природы дефектов, принимающих участие в диффузии, различают собственную (высокотемпературную) и примесную (низкотемпературную) ионную миграцию.

Собственная самодиффузия. В данном случае массоперенос осуществляется термодинамически равновесными дефектами Шоттки, и коэффициенты диффузии катионов (D_c) и анионов (D_c) выражаются следующими формулами [19]:

$$D_c = 4a^2\upsilon_0 \exp\left(\frac{S_{mc}+S_s/2}{k}\right)\exp\left(-\frac{H_{mc}+H_s/2}{kT}\right), \quad (1)$$

$$D_a = 4a^2\upsilon_0 \exp\left(\frac{S_{ma}+S_s/2}{k}\right)\exp\left(-\frac{H_{ma}+H_s/2}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь υ_0 – дебаевская частота колебаний ионов, H_{mc}, H_{ma} и S_{mc}, S_{ma} – энтальпия и энтропия миграции катионов и анионов, H_s и S_s – энтальпия и энтропия образования дефектов Шоттки, a – расстояние между одноименными ионами в кристаллической решетке.

Соотношения (1) и (2) получены в условиях диффузии по свободным вакансиям. Однако, анионные и катионные вакансии могут ассоциироваться в пары, обуславливая диффузию по дивакансиям. В этом случае коэффициенты диффузии катионов (D_{cd}) и анионов (D_{ad}) описываются соотношениями [19]:

$$D_{cd} = \frac{4a^2\upsilon_0}{3}\exp\left(\frac{S_s+S_{mc}-S_{ad}}{k}\right)\exp\left(\frac{H_s+H_{mc}-H_{ad}}{kT}\right), \quad (3)$$

$$D_{ad} = \frac{4a^2\upsilon_0}{3}\exp\left(\frac{S_s+S_{ma}-S_{ad}}{k}\right)\exp\left(\frac{H_s+H_{ma}-H_{ad}}{kT}\right), \quad (4)$$

где H_{ad} и S_{ad} – энтальпия и энтропия связи дивакансии.

Примесная самодиффузия. Считается, что примесная самодиффузия обусловлена миграцией катионов по катионным вакансиям, рожденных при диссоциации примесь-вакансионных комплексов (ПВК) «$Me^{+2} - V_c$». Здесь Me^{+2} – двухвалентный примесный ион, V_c – катионная вакансия. Для коэффициентов диффузии ионов в примесной области имеем [20]:

$$D_c = 4a^2\upsilon_0 C_{\Pi}(1-P)\exp\left(\frac{S_{mc}}{k}\right)\exp\left(-\frac{H_{mc}}{kT}\right), \quad (5)$$

$$D_a = \frac{4a^2\upsilon_0}{C_{\Pi}(1-P)}\exp\left(\frac{S_s+S_{ma}}{k}\right)\exp\left(-\frac{H_s+H_{ma}}{kT}\right), \quad (6)$$

где C_{Π} – молярная доля двухвалентных катионов, $P = C_K/C_{\Pi}$ – степень ассоциации ПВК, C_K – молярная доля ПВК.

Используя закон действующих масс, нетрудно получить выражение для P:

$$P = \frac{(1+2A)-\sqrt{1+4A}}{2A}, \quad (7)$$

$$A = ZC_{\Pi}\exp\left(-\frac{S_{ак}}{k}\right)\exp\left(\frac{H_{ак}}{kT}\right), \quad (8)$$

где Z=12 – число ориентаций ПВК, $H_{ак}$ и $S_{ак}$ – энтальпия и энтропия связи ПВК.

На основании выражений (1, 2, 7, 8) выполнены расчеты коэффициентов самодиффузии для кристаллов KBr. Использовались следующие значения параметров уравнений: $\upsilon_0 = 3\cdot10^{12}$ с$^{-1}$, S_{mc}/k=2,9, S_s/k=6,5, H_{mc}=0,7 эВ, H_s=2,5 эВ, S_{ma}/k=4,0, H_{ma}=0,95 эВ, S_{ad}/k=3,0, H_{ad}=0,84 эВ, $S_{ак}/k$=2,5, $H_{ак}$=0,6 эВ, $C_{\Pi} = 10^{-6}$.

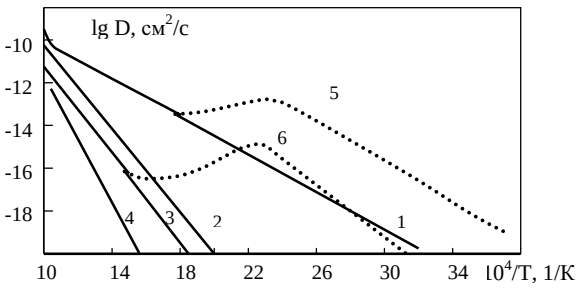

Рисунок. *Результаты расчета температурных зависимостей коэффициентов самодиффузии в кристаллах KBr: 1) для катионов в необлученных кристаллах (1, 5), 5) для РУД катионов (9), 2) для анионов по свободным вакансиям (2), 3, 4) для катионов и анионов по дивакансиям (3, 4), 6) для РУД анионов (10). В скобках указаны номера расчетных формул*

Результаты расчетов приведены на рисунке. Зависимость (1) является суперпозиций значений D_C, рассчитанных по формулам (1 и 5). Как и ожидалось, температурная зависимость коэффициента самодиффузии катионов имеет собственную и примесную области. Расчетные значения D_C хорошо согласуются с опытными данными [21]. Прямая 2 характеризует анионную самодиффузию, а зависимости 3, 4 определяют диффузию катионов и анионов по термодинамически равновесным вакансиям.

Методами измерения электропроводности и позитронной аннигиляции нами исследована радиационная генерация дивакансий в ЩГК [6]. Показано, что в области температур облучения электронами 200...450 K концентрация радиационных дивакансий в KBr достигает 10^{18} см$^{-3}$, что почти на два порядка превышает дефектность исходных образцов. Данный факт может обеспечить радиационно-ускоренную самодиффузию на сверхравновесных дивакансиях при температурах ниже 450 K.

Таким образом, изложенные выше результаты можно представить как проявления дивакансионного механизма радиационно-ускоренной диффузии в ЩГК. В основе механизма лежат следующие положения.

1. При интенсивном облучении ионизирующей радиацией в интервале температур 200...450 K в щелочно-галоидных кристаллах накапливаются дивакансии до концентраций 10^{18}...10^{19} см$^{-3}$ [6]. Данный эффект обеспечивает супервысокий массоперенос в анионной и катионной подрешетках за счет избыточной радиационной дефектности в виде дивакансий.
2. Коэффициенты РУД анионов и катионов описываются соотношениями:

$$D^*_{cd}=\frac{4a^2\upsilon_0}{3}C^*_d\exp\left(\frac{S'_{mc}}{k}\right)\exp\left(-\frac{H'_{mc}}{kT}\right), \qquad (9)$$

$$D^*_{ad}=\frac{4a^2\upsilon_0}{3}C^*_d\exp\left(\frac{S'_{ma}}{k}\right)\exp\left(-\frac{H'_{ma}}{kT}\right), \qquad (10)$$

где H'_{mc}, H'_{ma}, S'_{mc}, S'_{ma} – термодинамические параметры скачков катионов и анионов в дивакансию, C^*_d – мольная доля радиационных дивакансий.

3. Для расчетов коэффициентов РУД катионов (D^*_{cd}) и анионов (D^*_{ca}) значения C^*_d взяты из работы [6].

Кривые 5, 6 (рисунок) характеризуют усиление катионной и анионной диффузии в KBr при электронном облучении дозой $5\cdot10^6$ Гр при мощности дозы 10^3 Гр/с [6].

Таким образом, дивакансионный механизм радиационно-ускоренной диффузии в ЩГК реализуется при интенсивном облучении в условиях стабильности дивакансий и обеспечивает существенное усиление массопереноса. Экспериментально дивакансионный механизм РУД проявился при изучении в области температур 300...500 K электропроводности облученных заряженными частицами ЩГК [6].

Механизм радиационной тряски ускоренного массопереноса в щелочно-галоидных кристаллах

Инденбомом [14] предложен механизм радиационного ускорения диффузии, обусловленный рождением и гибелью неустойчивых френкелевских пар (НФП). При захлопывании нестабильных дефектов генерируются упругие волны, способные активизировать перемещение диффузанта. Движущим стимулом процесса является энергия взаимодействия упругих напряжений дефекта и распространяющейся волны.

Неустойчивые френкелевские пары в ионных кристаллах имеют время жизни порядка 10^{-12}...10^{-11} с, и их концентрация может на два порядка и более превышать число устойчивых дефектов. Гибель таких образований сопровождается испусканием продольной звуковых волн, которые способны вызвать надбарьерное перемещение атома или иона, находящегося в области активированного объема. Поскольку интенсивность упругих волн, возникающих в облучаемом кристалле за счет рождения и гибели НФП, может достигать больших значений, то следует ожидать высокой эффективности радиационного ускорения диффузии. Данный механизм был назван автором радиационной тряской [14] и получил подтверждение при изучении низкотемпературной диффузии в облучаемых электронами ЩГК [15].

Выполним оценку эффективности механизма Инденбома применительно к галогенидам щелочных металлов, подверженных мощному электронному облучению при высоких температурах. Для конкретности получим основные соотношения, характеризующие коэффициент анионной диффузии в кристаллах LiF в условиях высокотемпературного интенсивного облучения электронами (D^*_a).

Исходя из теории диффузии, получим:

$$D^*_a=\frac{\Gamma^*_a\delta^2}{6}, \qquad (13)$$

где Γ^*_a, 1/с – частота активированных радиационной тряской скачков анионов, δ, м – длина скачка, равная расстоянию между потенциальными ямами для анионов.

В соответствии с сущностью рассматриваемого механизма можем записать:

$$\Gamma^*_a=\Gamma_\phi P_{ск}V_g=\Gamma_\Phi P_{ск}\frac{4\pi R_g^3}{3}. \qquad (14)$$

Здесь Γ_ϕ, см$^{-3}\cdot$с$^{-1}$ – число актов рекомбинации НФП в единице объема в секунду, V_g, см^3 – объем активации в кристалле вокруг точки аннигиляции НФП, внутри которого возможен один или несколько прыжков аниона, активированных упругим полем, R_g, см^3 – радиус объема активации, $P_{ск}$ – вероятность диффузного скачка аниона под действием импульса упругой волны. Считаем $P_{ск}$=1 [14]. Это значит, что упругая волна, рожденная при аннигиляции одной неустойчивой френкелевской

пары, вызывает один дополнительный скачок аниона. Данное условие можно считать заниженным, так как импульс волны напряжений способен стимулировать несколько прыжков диффузанта.

Оценим темп аннигиляции НФП (Γ_ϕ) исходя из концепции трековых явлений. В соответствии с расчетами, эффективный объем трека электрона с энергией E=3,5 МэВ в кристаллах LiF составляет: $V_m=1\cdot10^{-13}$ см^3 [6]. Пусть энергия генерации НФП (E_ϕ) равна 30 эВ [18]. Тогда число неустойчивых френкелевских пар в треке электрона с энергией E выражается формулой:

$$N_{\Phi T}=\frac{E}{E_\Phi}\approx 10^5. \qquad (15)$$

Скорость роста числа треков в единице объема при облучении кристалла определяется соотношением [6]:

$$\beta_{TP}=\frac{\rho W_{cp}}{E}. \qquad (16)$$

где ρ – плотность кристалла; W_{cp}, Гр/с – средняя мощность поглощенной дозы.

Величина Γ_ϕ равняется числу погибших (созданных) НФП, умноженных на скорость роста числа треков:

$$\Gamma_\phi = N_{\Phi T}\beta_{TP}. \qquad (17)$$

Тогда подставив (17) в (14) получим выражение для частоты активированных скачков анионов:

$$\Gamma_a^*=\frac{4\pi N_{\Phi\Pi}\rho W_{cp}R_g^3}{3E}. \qquad (18)$$

Окончательно, подставив (18) в (13) получим выражение для коэффициента диффузии анионов, стимулированных по механизму радиационной тряски:

$$D_a^* = \frac{4\pi\rho W_{cp}R_g^3\delta^2}{18E_\phi}. \qquad (19)$$

Рассчитаем D_a^* для кристаллов LiF в условиях экспериментов, описанных ранее и представленных в [6]. Примем следующие значения параметров уравнения (19): ρ=2,6 г/см^3, $W_{cp}=6\cdot10^3$ Гр/с, $R_g=2{,}5\cdot10^{-4}$ см [14], $\delta=2{,}8\cdot10^{-8}$ см, E_ϕ=30 эВ. В данном случае коэффициент радиационно-стимулированной диффузии анионов в LiF, обусловленный радиационной тряской, составляет $D_a^*=3\cdot10^{-8}$ см^2/с, что более чем на два порядка превышает коэффициент термической диффузии и удовлетворительно согласуется с опытом [6]. Укажем, что термическая и радиационно-термическая обработка образцов проводилась при 873 K в течении 60 мин.

Таким образом, несмотря на приближенный характер расчетов, результаты настоящего исследования позволяют считать радиационную тряску реальной причиной высокотемпературной радиационно-стимулированной диффузии в ЩГК. Высокая эффективность данного механизма обусловлена большой скоростью генерации неустойчивых френкелевских пар в ЩГК. Аннигиляция последних вызывает рождение упругих волн, стимулирующих массоперенос.

Механизм радиационной тряски качественно объясняет так же эксперименты по ускорению диффузии ионов Al^{+3} и Pb^{+2} в кристаллах KBr при высокотемпературном интенсивном облучении [5]. Действительно, ввиду температурной независимости механизма, его реализация должна увеличить предэкспоненциальный член в выражении для коэффициента диффузии, что наблюдалось в работе [5]. Имеющий место рост энергии активации миграции примесных ионов в условиях облучения скорее всего связан с радиационной перезарядкой примесных ионов до низших зарядовых состояний. В данном случае резко увеличивается размер диффузантов и, как следствие, растет потенциальный барьер миграции. Механизм радиационной тряски может быть привлечен так же для объяснения эффекта радиационно-термического уплотнения прессобразцов бромида калия [22] и результатов по ультразвуковой активации диффузии в твердых телах [23, 24].

Результаты данной работы позволяют сделать следующие заключения.

1. Радиационное ускорение диффузии в щелочно-галоидных кристаллах при температурах облучения 300...450 K адекватно описывается дивакансионным механизмом, обусловленным радиационным рождением дивакансий.
2. Механизм радиационной тряски применим для описания ускоренной диффузии в щелочно-галоидных кристаллах при высокотемпературном воздействии интенсивных радиационных полей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вавилов В.С., Кив А.Е., Ниязова О.Р. Механизмы образования и миграции дефектов в полупроводниках. – М.: Наука, 1981. – 368 с.
2. Шалаев В.А. Радиационная диффузия в металлах. – М.: Наука, 1975. – 120 с.
3. Захряпин С.Б., Гладышев Г.Е., Громов Л.А. Диффузия таллия в ЩГК в поле γ-излучения // Физика твердого тела. – 1983. – Т. 25. – № 4. – С. 1152–1154.
4. Готлиб В.И., Трифонов В.Н., Шварц К.К. Радиационно-стимулированная диффузия в KCl // Известия АН Латв. ССР. Сер. физ. и тех. – 1960. – № 6. – С. 121.
5. Притулов А.М., Суржиков А.П., Шумилов Н.Ю., Анненков Ю.М., Косинцев Л.Г. Явление высокотемпературной радиационно-стимулированной диффузии иноваленной примеси в ионных кристаллах // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15. – № 12. – С. 82–84.
6. Анненков Ю.М. Дефектообразование и массоперенос в ионных структурах при интенсивном облучении: Дисс. ... док. физ.-мат. наук. – Томск, 2002. – 471 с.
7. Динс Дж., Дамаск А. Точечные дефекты в металлах. – М.: Мир, 1966. – 391 с.
8. Мак Б.Т. Радиационно-стимулированная диффузия меди в сульфиде кадмия // Неорганические материалы. – 1996. – Т. 32. – № 10. – С. 1184–1186.

9. Кимерлинг Л. Точечные дефекты в твердых телах. – М.: Мир, 1979. – 238 с.
10. Карпов В.Г., Клингер М.И. Ионизационный механизм усиления диффузии в полупроводниках // Письма в ЖТФ. – 1980. – Т. 6. – № 23. – С. 1436–1442.
11. Винецкий В.Л., Чайка Г.Е. Теория рекомбинационно-стимулированных атомных скачков в кристаллах // Физика твердого тела. – 1986 – Т. 28. – № 11. – С. 3489–3495.
12. Ленченко В.М. Об активации смещений при релаксации электронных возбуждений в твердых телах // Физика твердого тела. – 1969. – Т. 11. – № 3. – С. 799–805.
13. Степанов В.А. Радиационно-стимулированная диффузия в твердых телах // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68. – № 8. – С. 67–72.
14. Инденбом В.Л. Новая гипотеза о механизме радиационно-стимулированных процессов // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 5. – № 6. – С. 489–492.
15. Алукер Э.Д., Гаврилов В.В., Дейч Р.Г., Чернов С.А. Быстропротекающие радиационно-стимулированные процессы в щелочно-галоидных кристаллах. – Рига: Зинатне, 1987. – 186 с.
16. Оксенгендлер Б.Л. Инверсон-дефектон нового типа // Письма в ЖЭТФ. – 1976. – Т. 24. – № 1. – С. 1215–1218.
17. Мак Б.Т. Радиационная перезарядка примесей в полупроводниках // Журнал технической физики. – 1993. – Т. 63. – № 3. – С. 173–176.
18. Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. – М.: Наука, 1989. –264 с.
19. Лидьярд А. Ионная проводимость кристаллов. – М.: Иностранная литература, 1962. – 222 с.
20. Beniere F. Diffusion in ionic crystals / In: Defects in Insulating Crystals. Proc. of the Intern. Conf. – Riga: Zinatne, 1981. – P. 657–674.
21. Физика электролитов / Под ред. Дж. Хладик. – М.: Мир, 1978. – 555 с.
22. Анненков Ю.М., Франгульян Т.С., Возняк А.В. Радиационно-ускоренное спекание порошков // Порошковая металлургия. – 1991. – № 8. – С. 15–17.
23. Анненков Ю.М., Франгульян Т.С., Столяренко В.Ф. Разрушение радиационных дефектов при электронном облучении KBr // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56. – № 6. – С. 1206.
24. Бакий А.С., Лазарев В.А. О влиянии звука на диффузию в твердых телах // Физика твердого тела. – 1984. – Т. 26. – № 8. – С. 2504–2508.

УДК 533.9

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ВВОДА ЭНЕРГИИ (ИНДУКТИВНОСТИ КОНТУРА) НА ГЕНЕРАЦИЮ УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ИМПУЛЬСА ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ФОЛЬГИ

А.Н. Григорьев*,**, А.В. Павленко*

*РФЯЦ – Всероссийский НИИ технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, г. Снежинск
**НИИ высоких напряжений при ТПУ
E-mail: alex_nick@mail.ru

Экспериментально исследовалось влияние скорости ввода энергии (за счет изменения индуктивности контура) в электрически взрываемую фольгу на профиль (амплитуда, фронт, длительность) генерируемой ударной волны и импульса перенапряжения. Обнаружен физический ($P_m \cong 1{,}17$ ГПа) предел для роста импульса давления: при уменьшении индуктивности контура, начиная с ~91 нГн, профиль импульса давления остается постоянным. Для импульса перенапряжения данной закономерности обнаружено не было. Выявлено наличие связи между импульсами давления и перенапряжения.

Введение

Явление электрического взрыва проводников (ЭВП) известно уже более 230 лет [1]. Многогранность и необычность явления стимулировали в XX в. его детальные исследования с самых различных точек зрения. В настоящее время ЭВП представляет значительный интерес для физики конденсированного состояния, физики плазмы, высокотемпературной теплофизики, высоковольтной электротехники и смежных областей науки [2, 3]. Это обусловлено тем, что вещество проводника успевает пройти все фазовые состояния – от твердого до плазменного за короткий промежуток времени. При этом процессы, которыми сопровождается взрывообразное разрушение проводника (быстрая потеря проводимости, импульс перенапряжения, ударные волны, диспергирование проводника в нанопорошок) и последующая стадия разряда по продуктам взрыва (пинч-эффект, импульс рентгеновского излучения) позволяют широко использовать ЭВП в различных областях науки и техники [2–9].

До настоящего времени физическая интерпретация электрического взрыва проводников, несмотря на усилия многих исследователей, является приближенной, и многие процессы, сопровождающие явление ЭВП не могут найти достаточного объяснения в рамках известных физических моделей. В этой связи экспериментальные исследования различных процессов, сопровождающих ЭВП при различных режимах взрыва (различных параметрах RLC-контура), являются актуальными как с научной (для установления физики процессов), так и с практической (для оптимального управления процессами) точек зрения. Одним из таких процессов является генерация ударной волны при ЭВП.