

01;04;05

Волновая динамика электровзрыва в твердых диэлектриках

© В.В. Буркин, Н.С. Кузнецова, В.В. Лопатин

Научно-исследовательский институт высоких напряжений Томского политехнического университета,
634050 Томск, Россия
e-mail: tevn@hvd.tpu.ru

(Поступило в Редакцию 2 апреля 2007 г. В окончательной редакции 24 июля 2008 г.)

Разработана математическая модель электровзрыва, согласованно описывающая расширение канала разряда с учетом параметров разрядного контура высоковольтного импульсного генератора, излучение и распространение в твердом теле волн напряжений. Рассмотрена динамика преобразования энергии накопителя в волну и формирование поля механических напряжений при электровзрыве в твердом теле, погруженном в жидкость. Применительно к электроразрядному разрушению прочных материалов проанализированы особенности формируемого поля напряжений, связь параметров разрядного контура с характеристиками волны, определены наиболее эффективные режимы разряда.

PACS: 52.80.Wq

Введение

Разрушение диэлектрических и полупроводящих твердых материалов волнами напряжений, генерируемых расширяющимся разрядным каналом, применяется в электроразрядном бурении скважин [1], резании [2], очистке поверхностей [3], дроблении (фрагментации) [4,5]. В основе этих технологий лежит явление электровзрыва в твердом теле, включающее зажигание и развитие импульсного разряда, расширение плазменного канала при быстром вводе энергии в него после переключения разрядного промежутка, генерация волн напряжений, деформирование и разрушение материала.

Как и взрыв химической природы, электровзрыв обрывает вокруг канала области раздавливания и растрескивания. При этом область раздавливания составляет менее 10% всей области разрушения (радиальный размер 1–2 mm против 2–5 cm). Это обусловлено высокой концентрацией энергии в канале, значительным уровнем механических напряжений в его окрестности и интенсивным снижением амплитуды генерируемой волны по мере ее распространения на периферию. Специфика формируемого поля напряжений вызвана малыми радиальными размерами разрядного канала менее — 10 μm .

Электровзрыв позволяет в достаточно широких пределах регулировать энерговыделение в разрядном канале и тем самым влиять на поле напряжений вокруг канала, определяя картину разрушения материала. В связи с этим основной задачей повышения эффективности применения электроразрядных технологий является согласование режимов энерговыделения при разряде с характеристиками генерируемой волны. Это важно при выборе и оптимизации параметров импульсных генераторов.

В настоящей работе для решения этой проблемы применяется физико-математическая модель, описывающая динамику электровзрыва и связь параметров разрядного контура с волновым характером нагружения материала для прогноза его возможного разрушения.

Модель электровзрыва

Явление электровзрыва включает в себя формирование канала пробоя в твердом материале, его расширение при введении энергии от мощного генератора и разрушение твердого тела распространяющимися волнами напряжения. В электроразрядных технологиях чаще всего используются емкостные импульсные генераторы (рис. 1), другие виды генераторов могут быть приведены к аналогичной схеме замещения. При замыкании ключа S_w формируется разрядный канал, в плазму которого вводится энергия из конденсатора C . Активное сопротивление r_z включает в себя сопротивление коммутатора S_w и проводов разрядного контура. Индуктивность L состоит из индуктивностей конденсатора C , соединительных проводов и коммутатора S_w . Канал разряда с сопротивлением $R_{ch}(t)$ аппроксимировался цилиндром длиной l_{ch} и радиусом r_{ch} , расширяющимся в радиальном направлении. Это позволило использовать в анализе одномерное приближение.

Быстрозатухающие ударные волны в конденсированных диэлектриках с давлением на фронте до 10^8 – 10^9 Pa наблюдаются уже на стадии формирования ветвящихся разрядных каналов [6]. Однако основное разрушающее действие оказывают волны, генерируемые при радиальном расширении канала после завершения пробоя.

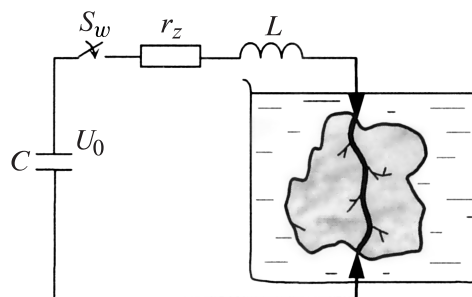


Рис. 1. Схема импульсного пробоя при фрагментации твердых непроводящих материалов.

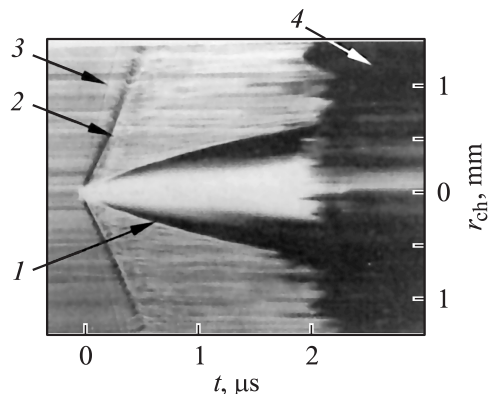


Рис. 2. Щелевая хронограмма расширения канала пробоя в KCl: 1 — разрядный канал, 2, 3 — пластическая и упругая волны соответственно, 4 — область разрушения.

При этом в канале возрастает давление, его сопротивление снижается, увеличение радиуса сопровождается генерированием волн механических напряжений. Их распространение в материале формирует напряженно-деформированное состояние, которое и определяет дальнейшее разрушение материала.

Анализ хронограмм расширения разрядного канала в оптически прозрачных материалах (рис. 2) показал, что при расширении плазменный канал генерирует ударную волну, которая, подвергаясь сильной дивергенции в силу малого радиуса канала, на расстоянии $\sim 1-2$ мм вырождается в область пластического деформирования и упругую волну. В итоге картина разрушения материала представляет собой область раздавливания вблизи канала и следующую за ней область растрескивания.

В зависимости от режима разряда (количества энергии и мощности ее ввода в канал) формируемое волной поле механических напряжений вокруг канала может различаться не только интенсивностью, но и характером распределения напряжений в волне [7]. При запасаемой в генерирующей емкости энергии $\sim 100-200$ J и мощности ее ввода в канал $\sim 200-300$ MW в механически прочных материалах распределение напряжений в волне в фиксированный момент времени схематично отражает рис. 3.

Вблизи канала (область I, радиальный размер которой не превышает 2–3 мм) радиальные σ_1 и тангенциальные σ_2 напряжения — сжимающие, здесь происходит раздавливание материала за счет его сжатия. По мере распространения волны тангенциальные напряжения σ_2 в области II становятся растягивающими. Эта область, возникая около канала, по мере распространения фронта волны перемещается на периферию и создает условия для зарождения трещин. В головной части волны (область III) σ_1 и σ_2 — сжимающие. С увеличением количества энергии, вводимой в канал, и времени ее ввода размеры области I растут, а область II либо проявляется значительно позднее, либо может проявиться только в результате отражения волны от границ твердого тела.

В основу математической модели электровзрыва положена схема преобразования энергии накопителя в канальной стадии разряда, приведенная на рис. 4. Энергия накопителя $W_g = CU_0^2/2$ при разряде конденсатора частично расходуется в активном сопротивлении контура W_R и в основном выделяется в расширяющемся разрядном канале W_{ch} . Последняя составляющая расходится на образование и нагрев плазмы W_{pl} и работу по ее расширению W_{ws} , т.е. в энергию ударной волны в твердом теле. Энергия волны трансформируется во внутреннюю энергию материала W_{de} и энергию его движения W_{ke} . Часть энергии преломляется в жидкость при отражении волны от границы твердое тело–жидкость — W_{wj} .

Потерями энергии на формирование канала пробоя, составляющими в сантиметровых промежутках около 10 J [8,9] пренебрегаем. Потери энергии на излучение и истечение плазмы из канала в моделировании не учитывались. В соответствии с оценками [10] при времени формирования волн, не превышающем $\sim 10^{-6}$ s,

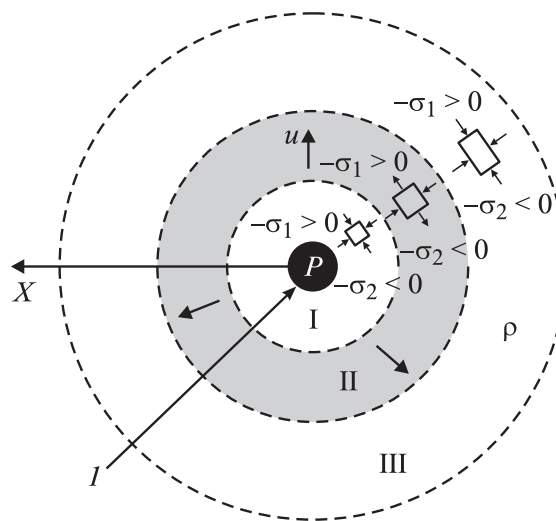


Рис. 3. Распределение радиальных σ_1 и тангенциальных σ_2 напряжений в поперечном сечении в окрестности канала, ρ — плотность материала, u — массовая скорость, I — канал пробоя, I — область пластического деформирования, II — область растягивающих тангенциальных напряжений, III — область распространения упругой волны.

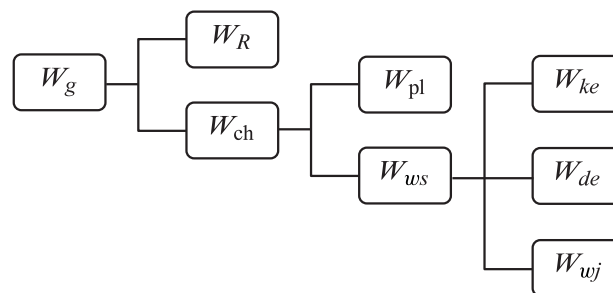


Рис. 4. Схема преобразования энергии генератора.

излучение не превышает 2–5% от выделенной в канале энергии W_{ch} . Потери энергии на истечение плазмы из устья канала в типичных условиях составляют ~ 1 –2% от W_g [9].

Анализ рассматриваемой схемы позволяет оценить затраты энергии на каждом этапе ее транспортировки в канал, выяснить пути рационального использования той составляющей энергии, которая непосредственно влияет на конечный результат — разрушение материала и в итоге сформулировать рекомендации к параметрам генерирующего устройства.

Согласно принятым упрощениям, модель электро-взрыва включает: уравнения Кирхгофа для разрядной цепи (рис. 1), уравнение энергобаланса канала разряда и систему уравнений, описывающую импульсное деформирование упругопластической среды вокруг канала и гидродинамику волны в жидкости.

Уравнения Кирхгофа

$$Ldi/dt + (r_z + R_{ch})i = U, \quad dU/dT = -i/C \quad (1)$$

с начальными условиями для силы тока $i(0) = 0$ и напряжения $U(0) = U_0$, где U_0 — начальное напряжение позволяют рассчитать силу тока в цепи $i(t)$, сопротивление канала $R_{ch}(t)$, омические потери в цепи W_R и динамику энерговыделения в канале $W_{ch}(t)$:

$$W_R(t) = \int_0^t i^2(t)r_z dt, \quad W_{ch}(t) = \int_0^t i^2(t)R_{ch}(t)dt. \quad (2)$$

Сопротивление канала пробоя определялось через интеграл действия тока по соотношению Ромпе-Вайцеля [11]:

$$R_{ch}(t) = Kl_{ch} / \sqrt{\int_0^t i^2(t)dt}, \quad (3)$$

где K — искровая постоянная, которую можно выбрать для разных материалов из [12].

Зависимости $W_{ch}(t)$ использовались в уравнении энергобаланса канала, которое является ключевым соотношением, связывающим электротехническую часть процесса с волновой динамикой в среде и определяющим преобразование энергии разряда в энергию плазмы и работу, совершаемую каналом при расширении:

$$dW_{ch}/dt = dW_{ws}/dt + (1/\gamma - 1)dP_{ch}V_{ch}/dt. \quad (4)$$

Первое слагаемое $dW_{ws} = P_{ch}dV_{ch}$ описывает приращение работы, совершаемой расширяющимся каналом, при изменении его объема $V_{ch} = \pi r_{ch}(t)^2 l_{ch}$ под действием давления внутри канала P_{ch} . Здесь $r_{ch}(t)$ — радиус канала, $W_{pl} = P_{ch}V_{ch}/(\gamma - 1)$ — энергия плазмы, расширяющейся в адиабатическом приближении с показателем γ .

Для описания импульсного деформирования упругопластической среды вокруг канала и распространения

волны, преломленной в жидкость, использовались уравнения в виде законов сохранения импульса, массы, энергии в лагранжевых координатах для цилиндрической симметрии в соответствии с [13,14]:

$$\partial u/\partial t = V_0(X/x)\partial\sigma_1/\partial x + V(\sigma_1 - \sigma_2)/X, \quad (5)$$

$$\sigma_1 = S_1 - P, \quad \sigma_2 = S_2 - P, \quad u = \partial X/\partial t, \quad (6)$$

$$V = V_0(X/x)\partial X/\partial x, \quad V = 1/\rho, \quad V_0 = 1/\rho_0, \quad (7)$$

$$\partial e/\partial t = -P\partial V/\partial t + V(S_1\partial u/\partial X + S_2u/X), \quad (8)$$

$$\dot{S}_1 = 2\mu(\partial u/\partial X - 1/3\dot{V}/V),$$

$$\dot{S}_2 = 2\mu(u/X - 1/3\dot{V}/V), \quad \dot{S}_3 = -\dot{S}_1 - \dot{S}_2, \quad (9)$$

где x и X — начальная и текущая координата элементов среды; u — массовая скорость; ρ_0, ρ — начальная и текущая плотность среды; σ_1, σ_2 — полное радиальное и тангенциальное напряжение в среде; P — давление; S_1, S_2, S_3 — компоненты девиатора напряжений; e — внутренняя энергия единицы массы среды; μ — модуль сдвига. Предел упругого деформирования описывался условием Мизеса:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = (2/3)Y^2, \quad (10)$$

где Y — предел текучести среды.

Для расчета течения в жидкости в приведенных уравнениях достаточно положить $S_1 = S_2 = S_3 = 0$ и заменить параметры, конкретизирующие свойства среды, на соответствующие значения для жидкости.

В качестве соотношений, конкретизирующих твердое тело и жидкость, использовались зависимости из работ [15] и [16] соответственно:

$$P = \rho_0 c_l^2 (\rho/\rho_0 - 1) (\rho/\rho_0)^n, \quad (11)$$

$$P = A_j ((\rho_j/\rho_0)^{n_j} - 1). \quad (12)$$

При $\rho_0 = 2.67 \text{ g/cm}^3$, $c_l = 5850 \text{ m/s}$, $n = 2$ и $\mu = 31.6 \times 10^9 \text{ Pa}$, $Y = 0.25 \cdot 10^9 \text{ Pa}$ соотношения (5)–(11) описывают сжимаемость, упругий и пластический режимы деформирования материала, моделирующего гранит. Соотношение (12) при $A_j = 3045 \text{ kG/cm}^2$, $\rho_0 = 1 \text{ g/cm}^3$, $n_j = 7.15$ определяет сжимаемость воды.

Энергия волны W_{ws} , состоящая из суммы внутренней W_{de} и кинетической энергий W_{ke} , рассчитывалась по соотношениям:

$$W_{ws} = 2\pi l_{ch} \int_0^t P_{ch} r_{ch} dr_{ch} = W_{de} + W_{ke},$$

$$W_{de} = 2\pi l_{ch} \int_{r_{ch}}^{x_w} e \rho X dX, \quad W_{ke} = \pi l_{ch} \int_{r_{ch}}^{x_w} u^2 \rho X dX, \quad (13)$$

где x_w — радиус области среды, охваченной волной. При расчете энергетических характеристик волны, распространяющейся в твердом теле W_{wt} , верхний предел

не превышал X_s — координаты внешней границы твердого тела. При расчете энергии волны, преломленной в жидкость W_{wj} , нижний предел интегрирования r_{ch} заменялся на X_s . В дальнейшем значения составляющих энергии $W_R, W_{ch}, W_{pl}, W_{ws}, W_{wt}, W_{wj}$ нормировались делением на W_g : $\eta_R = W_R/W_g$, $\eta_{ch} = W_{ch}/W_g$, $\eta_{pl} = W_{pl}/W_g$, $\eta_{ws} = W_{ws}/W_g$, $\eta_{wt} = W_{wt}/W_g$, $\eta_{wj} = W_{wj}/W_g$.

В работе также анализировались: мощность ввода энергии в канал $N(t)$, динамика изменения объемной плотности энергии, выделяемой в канале $w(t) = W_{ch}(t)/V_{ch}(t)$ и радиальное распределение концентрации внутренней энергии в волне $w_{ed}(X) = W_{ed}(X)/V(X) = e(X)\rho(X)$.

Начальными условиями уравнений (1)–(10) служили условия невозмущенной среды $t = 0$: $X \geq r_{ch}$, $X = x$, $u(X) = 0$, $P(X) = 0$, $\rho(X) = \rho_0(X)$, $\sigma_{1,2}(X) = 0$, $e(X) = 0$. Граничным условием — временная зависимость давления на стенке канала $P_{ch}(t)$, которая рассчитывалась итерациями из уравнения энергобаланса и уравнений (1)–(10) для первой расчетной ячейки, примыкающей к каналу.

Приведенные уравнения решались численно. Электротехнические уравнения интегрировались неявным методом Эйлера. Уравнения (1)–(12) аппроксимировались разностной схемой [13] на равномерной сетке с шагом $\Delta x \leq r_{ch0}$. Для расчета фронтов ударных волн использовалась квадратичная искусственная вязкость. Тестирование численного решения проводилось на аналитическом решении задачи о расширении цилиндрического поршня в воде с постоянной скоростью [27]. Контроль над вычислительным процессом осуществлялся сопоставлением работы, совершаемой каналом, и энергией излученной волны. Дисбаланс не превышал 3%.

Начальный радиус канала r_{ch0} в соответствии с [8,10] принимался равным $5 \mu\text{m}$. Параметры разрядной цепи соответствовали их значениям в электроразрядных технологиях: $C = 3\text{--}20 \text{ nF}$, $U_0 = 250\text{--}350 \text{ kV}$, $L = 5\text{--}25 \mu\text{H}$, $r_z = 1 \Omega$, $K = 611 \text{ Vc}^{1/2}\text{m}^{-1}$. Длина канала и радиальные размеры расчетных областей в твердом теле составляли $l_{ch} = 1\text{--}3 \text{ cm}$, $X_s = 0.5\text{--}1.5 \text{ cm}$ соответственно. Распределение вводимой в канал энергии между плазмой и ударной волной определяется показателем адиабаты γ . Для конденсированных сред его величина, согласно [9,17,18], изменяется в диапазоне 1.25–1.05. При моделировании величина γ в головной серии расчетов полагалась равной 1.1, это значение близко к величинам, реализуемым в электроразрядных технологиях.

Нагружаемый материал в рассматриваемом интервале времени полагался сплошным. Прогноз разрушающего действия электровзрыва проводился на основе вычисленных эпюр напряжений и радиального распределения энергии в волне.

Волновая динамика. Прогноз разрушения материала

Анализ результатов моделирования показал, что характер и масштабы разрушающего действия электро-

взрыва определяются энергетическими параметрами разряда (количеством энергии и мощностью ее ввода в канал) и характеристиками генерируемой волны. В зависимости от комбинации этих параметров возможны различные варианты формирования поля напряжений в области, охваченной волной (рис. 5).

На рис. 5, а для относительно низкоэнергетического режима разряда приведены расчетные эпюры напряжений, отражающие быстро изменяющееся во времени поле напряжений вокруг канала. Видно, что в окрестности канала величина напряжений во фронте волны достаточно высока. По мере распространения волны ее фронт трансформируется в двухволновую (упругопластическую) структуру. При этом амплитуды пластической и упругой волны за счет дивергенции заметно снижаются. Относительно низкоэнергетичные и „быстрые“ ($T_{05} \sim \pi\sqrt{LC} \sim 0.5\text{--}1 \mu\text{s}$) режимы разряда генерируют волны, которые, распространяясь, обычно образуют три характерные области на эпюре напряжений. В окрестности канала значение радиальных σ_1 и тангенциальных σ_2 напряжений наибольшее. В этой области они сжимающие (рис. 5, а, область I) и могут вызывать

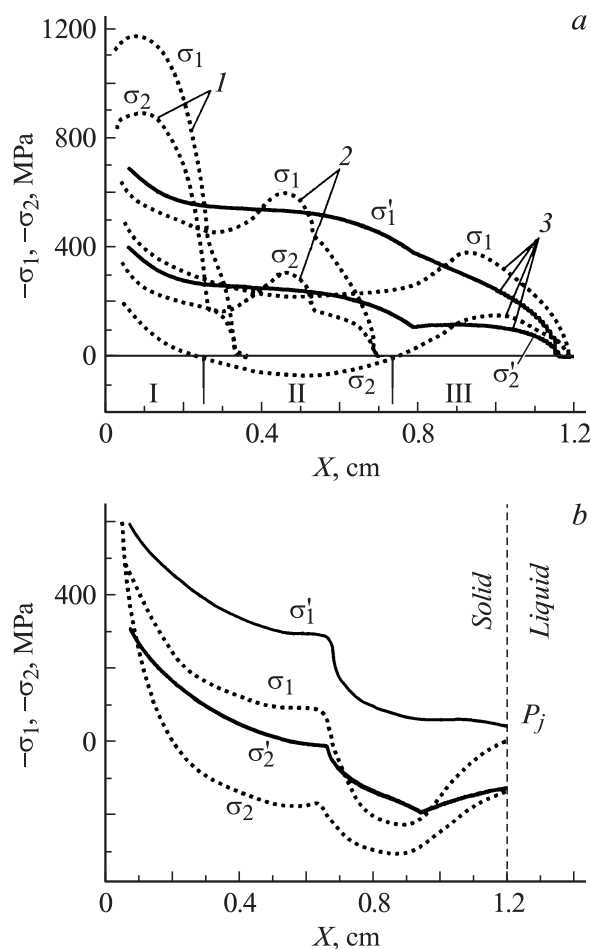


Рис. 5. Эпюры радиальных σ_1, σ'_1 и тангенциальных σ_2, σ'_2 напряжений в волне; $U_0 = 280 \text{ kV}$, σ_1, σ_2 — $W_g = 118 \text{ J}$, $T_{05} = 0.46 \mu\text{s}$, σ'_1, σ'_2 — $W_g = 588 \text{ J}$, $T_{05} = 1.33 \mu\text{s}$; а — $t, \mu\text{s}$: 1 — $0.5 \mu\text{s}$, 2 — $1 \mu\text{s}$, 3 — $1.7 \mu\text{s}$, б — $t = 2.5 \mu\text{s}$.

раздавливание материала. В области II тангенциальные напряжения в волне (рис. 5, *a*, кривая σ_2) становятся растягивающими. Их наибольшие значения достигаются в окрестности внешнего радиуса области возможного раздавливания материала. На этом участке возможно зарождение радиальных трещин, которые будут прорастать в направлении распространения волны. В головной части волны (область III на рис. 5, *a*) напряжения σ_1 и σ_2 — сжимающие, но их амплитуда значительно ниже, чем в окрестности канала. Отметим, что в рассмотренном случае радиальная составляющая напряжений σ_1 остается в исследуемом временном интервале сжимающей. Эта ситуация не способствует развитию концентрических трещин, типичных для взрыва химической природы. Увеличение энергозапаса накопителя за счет количества генерирующих емкостей приводит к более длительным разрядам ($T_{05} \sim 3-5 \mu\text{s}$). При таком режиме область растягивающих тангенциальных напряжений до выхода волны на границу твердого тела развиваться не успевает (рис. 5, *a*, кривая σ_2'). В этих случаях картина разрушения будет определяться результирующим напряженно-деформированным состоянием материала, сформированным при взаимодействии прямой волны и отраженной от границы твердое тело—жидкость.

Эволюцию волновой картины при отражении показывают эпюры напряжений и формирующаяся волна давления в жидкости P_j на рис. 5, *b*. При отражении волны от границы эпюра растягивающих тангенциальных напряжений закрывает практически всю рассматриваемую область твердого диэлектрика. Тем самым при относительно небольшом энерговыкладе в канал реализуются благоприятные условия для формирования сетки радиальных трещин практически во всей рассматриваемой области твердого тела. В случае рис. 5, *b* (кривая σ_1') область возможного раздавливания материала в окрестности канала увеличивается, но условия, стимулирующие развитие радиальных трещин, менее выражены: область растягивающих напряжений возникает позднее, у внешней границы твердого тела и расширения в направлении канала. Эта ситуация вызвана избытком энергии в разряде. Отметим, что несмотря на малые размеры область возможного раздавливания материала вблизи канала аккумулирует значительную долю энергии волны — до 80% [19].

Волна, преломленная в жидкость (рис. 5, *b*, кривая P_j), обладает характеристиками, существенно менее значимыми по сравнению с волной, распространяющейся в твердом теле, и в дальнейшем анализе ее можно не учитывать.

Анализ полученных результатов моделирования показал, что поле напряжений и прогнозируемая картина разрушений в исследованном диапазоне соответствуют разрушениям, наблюдаемым в экспериментах. Согласно [20], область разрушения при пробое можно разделить на область растрескивания. Характерные радиальные масштабы этих зон для большинства непроводящих сред составляют 1–2.5 мм и 2–5 см соответственно.

Энергетические характеристики электровзрыва

Динамика изменения энергетических характеристик электровзрыва в твердом диэлектрике, соответствующая изменению разрядного тока для трех характерных режимов, показана на рис. 6. Временные изменения коэффициента преобразования накопленной энергии W_g в энергию канала η_{ch} и генерируемую волны η_{ws} приведены на рис. 6, *b*. В рассмотренных режимах разряда, охватывающих достаточно широкий спектр изменения параметров контура, величина η_{ws} не превышала 20%, в то время как в канал уходит до 80% энергии накопителя. Большая часть вводимой энергии затрачивается на образование и поддержание плазменного канала ($\eta_{pl} \sim 70-80\%$). Относительно низкий коэффициент преобразования электрической энергии в механическую энергию волны обусловлен в основном низким значением показателя адиабаты $\gamma = 1.1$. Однако несмотря на генерирование каналом волны с низкими энергетическими характеристиками в ней реализуется благоприятное для разрушения распределение напряжений. Как было отмечено выше, в волне тангенциальные напряжения образуют область растяжения, которая и является основным фактором формирования сетки радиальных трещин. Отметим, что большинство горных (скальных) материалов характеризуется слабым сопротивлением на разрыв, поэтому для генерации поля напряжений с таким же специфическим распределением не требуется более энергоемкого импульса.

Из представленных зависимостей (рис. 6, *b*) видно: чем меньше энергия накопителя, тем большая часть этой энергии выделяется в течение первой осцилляции разрядного тока $T_{05} \sim \pi\sqrt{LC}$ (рис. 6, *a*). Омические потери к этому времени в рассматриваемом контуре могут составить $\eta_R \sim 10\%$. Вторая и последующие токовые пульсации оказывают меньшее влияние на энергию волны. Объясняется это тем, что разрядный канал излучает интенсивные волновые возмущения лишь на начальном этапе его расширения. Это следует из рис. 6, *c, d*, где приведены временные зависимости изменения мощности N ввода энергии в канал и объемной плотности энергии в канале w . Видно, что значения N и w достаточно высоки в течение $t \leq T_{05}$. В это время канал интенсивно расширяется и генерирует в окружающую среду волну механического напряжения. В дальнейшем объемная плотность энергии значительно снижается, и соответственно разрядный канал теряет свойства источника взрывной нагрузки. Для сравнения приведена объемная плотность энергии нитроглицерина $w_n \approx 10 \text{ J/cm}^3$ [16] (штриховая линия). Отсюда следует, что для увеличения η_w необходимо добиваться высокой плотности энергии в разрядном канале. Последнее требует использования низкоиндуктивных генераторов с малым периодом колебаний разрядного тока.

Количество и протяженность радиальных трещин в основном будут определяться характером распределения

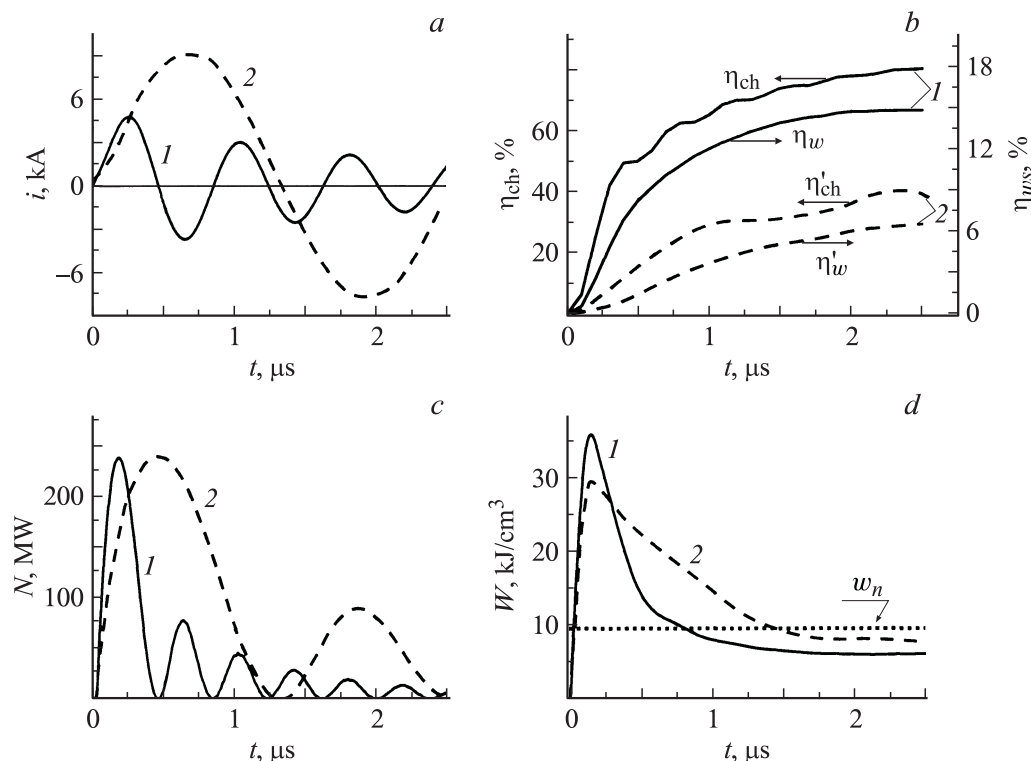


Рис. 6. Временные зависимости тока в канале i (a), коэффициентов преобразования энергии разряда в энергию канала η_{ch} и энергию волны η_{ws} (b), мощности N (c) и объемной плотности энергии в канале w (d) при $U_0 = 280$ kV, 1 — $W_g = 118$ J, $T_{05} = 0.46$ μs; 2 — $W_g = 588$ J, $T_{05} = 1.33$ μs.

энергии в волне. Для роста трещины необходим приток энергии в ее устье из окружающего материала. Механизм трещины за счет ее расклинивания продуктами разряда со стороны канала в настоящей работе не рассматривается.

На рис. 7 приведены типичные радиальные распределения концентрации энергии в волне для трех режимов разряда. Под концентрацией энергии w_{ed} понималось количество энергии W_{ed} , сосредоточенное в объеме вещества, ограниченном концентрическими поверхностями длиной l_{ch} . Наибольшее значение w_{ed} достигается в окрестности канала. В области ($r_{ch} < X \leq 1.5$ mm)

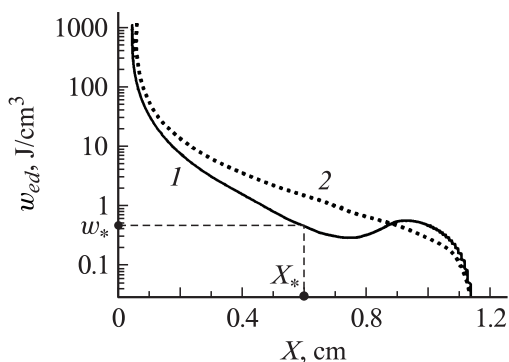


Рис. 7. Радиальные распределения концентрации энергии w_{ed} в волне при $t = 1.7$ μs, $U_0 = 280$ kV, 1 — $W_g = 118$ J, $T_{05} = 0.46$ μs; 2 — $W_g = 588$ J, $T_{05} = 1.33$ μs.

величина сжимающих напряжений и концентрация энергии достаточны для раздавливания материала. По мере удаления от канала объемная плотность энергии снижается, и, если ее величина станет ниже величины эффективной энергии w^* , необходимой для образования новых поверхностей [21], рост трещин прекратится. Так, для $X \geq X_* \approx 6$ mm (рис. 7, кривая 1) концентрация энергии в волне становится ниже некоторого предельного значения w^* . Следовательно, приток энергии в устье трещины будет недостаточным, и ее рост на этом расстоянии от канала прекратится. В области деформирования материала 1.5 mm $\leq X \leq X_*$ в зависимости от величины отношения $n = w_{ed}/w^*$ возможно прорастание n трещин. Значение w^* , к сожалению, в настоящее время можно определить только экспериментально.

Дополнительная подпитка устьев прорастающих трещин может осуществляться энергией волны, отраженной от границы твердого тела с жидкостью. При достижении распространяющейся в твердом теле волной границы с жидкостью (рис. 1) волна частично отражается в твердое тело и преломляется в воду. Основная доля энергии падающей волны преобразуется в энергию отраженной волны и остается в твердом теле. Меньшая часть трансформируется в волну, распространяющуюся в жидкости.

Типичный расклад энергии в этом процессе иллюстрирует рис. 8. Момент t^* соответствует выходу волны на границу твердое тело–жидкость. Видно, что в рассматриваемом временном интервале в жидкость вол-

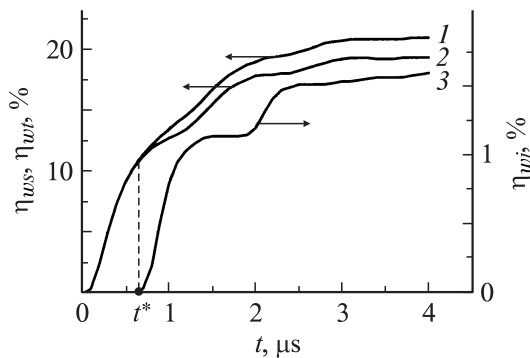


Рис. 8. Временные зависимости коэффициента преобразования энергии ударной волны η_{ws} (1) в энергию волны в твердом теле η_{wt} (2) и энергию волны в жидкости η_{wj} (3) при $U_0 = 280$ kV, $W_g = 118$ J, $T_{05} = 0.46$ μ s.

ной уносится менее 2% от W_g . Существенные отличия энергии, аккумулированной в твердом теле и унесенной волной в жидкость, обусловлены разной сжимаемостью рассматриваемых веществ, а также различиями скоростей распространения волн в этих средах (скорость распространения волны в твердом теле — $c_{ts} \approx 6.6$ km/s, в жидкости $c_{lj} = 1.5$ km/s).

Заключение

Разработана физико-математическая модель электро-взрыва в твердом теле, позволяющая согласованно моделировать работу высоковольтного генератора и основные стадии распространения генерируемой волны в твердых телах, погруженных в жидкость. Расчетные поля напряжений и выполненный прогноз картины разрушения соответствуют результатам физических экспериментов. Показано, что коэффициент преобразования энергии накопителя в энергию волны составляет 5–20%. Для быстрых режимов выделения энергии коэффициент преобразования электрической энергии в энергию волны максимален в течение первой осцилляции разрядного тока. Основным механизмом, определяющим эффективность электроразрядных технологий, является разрушение прочных диэлектрических и полупроводящих материалов растягивающими напряжениями в генерируемой волне. Выявленные особенности электро-взрывного воздействия проявляются наиболее эффективно, если для повышения эффективности преобразования электрической энергии разрядного контура в механическую энергию волны и достижения требуемого разрушающего эффекта прочных материалов использовать низкоиндуктивные (5–10 μ H) генераторы с малым периодом (0.5–1 μ s) колебаний тока и регулируемым энергозапасом (100–400 J).

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05–08–50203) и CRDF (грант № RUE 1–1360(2)–T0–04).

Список литературы

- [1] Семкин Б.В., Усов А.Ф., Курец В.И. Основы электроимпульсного разрушения материалов. СПб: Наука, 1995. 276 с.
- [2] Jgun D., Jurkov M., Lopatin V., Muratov V., Vajov V., Gubsch I., Kunze G., Neubert M. // Digest of Paper of European Pulsed Power Symposium. 22–24 October, 2002. France. P. 22/1–22/4.
- [3] Ищенко Ж.Н. // Электронная обработка материалов. 2006. № 2. С. 37–43.
- [4] Курец В.И., Усов А.Ф., Цукерман В.А. Электроимпульсная дезинтеграция материалов. Апатиты: Изд-во Кольского научного центра РАН, 2002. 324 с.
- [5] Bluhm H., Frey W., Giese H., Hoppe P., Schultheis C., Sträßner R. // IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Insul. 2000. Vol. 7. N 5. P. 625–636.
- [6] Gavrilov I.M., Kukhta V.R., Lopatin V.V. // IEEE Trans. on Dielectrics and Electr. Insul. 1994. Vol. 1. N 3. P. 496–502.
- [7] Буркин В.В. // Физика горения и взрыва. 1985. № 4. С. 113–118.
- [8] Lopatin V.V., Noskov M.D., Badent R., Kist K., Shwab A.J. // IEEE Trans. on Dielectrics and electr. Insul. 1998. Vol. 5. N 2. P. 250–255.
- [9] Вершинин Ю.Н. Электронно-тепловые и детонационные процессы при электрическом пробое твердых диэлектриков. Екатеринбург: УрО РАН, 2000. 258 с.
- [10] Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наукова думка, 1979. 207 с.
- [11] Rotpe R., Weizel W. // Zs. Physik. B. 1944. Bd 122. S. 9–12.
- [12] Семкин Б.В., Усов А.Ф., Зиновьев Н.Т. Переходные процессы в установках электроимпульсной технологии. СПб: Наука, 2000. 223 с.
- [13] Уилкинс М.Л. Расчет упруго-пластических течений. Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Ф. Олдер. М.: Мир, 1967. 384 с.
- [14] Рихтмайер З., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972. 418 с.
- [15] Борн М., Генперт-Мейер М. Теория твердого тела. Л.–М.: ОНТИ, 1938. 427 с.
- [16] Физика взрыва / Под ред. К.П. Станюковича. М.: Наука, 1975. 704 с.
- [17] Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 238 с.
- [18] Зиновьев Н.Т., Семкин Б.В. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 3. С. 624–626.
- [19] Burkin V.V., Kuznetzova N.S., Lopatin V.V. // Изв. вузов. Физика. 2006. Приложение. № 10. С. 192–195.
- [20] Воробьев А.А. и др. Импульсный пробой и разрушение диэлектриков и горных пород. Томск: Изд-во ТГУ, 1971. 223 с.
- [21] Черепанов Г.П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.