

8. Марин О. Е., Пилинецкий Н. Ф., Упадышев В. А. Возникновение лазерных зародышевых трещин.— «Механика полимеров», 1973, № 1.
9. Лихачев В. М., Салманов В. М., Ярошецкий И. Д. Тепловое излучение прозрачных диэлектриков при разрушении их светом лазера.— ФТТ, 1968, т. 10, вып. 1.
10. Новиков Н. П., Юдин Ю. И., Михайлов Г. В. Образование газообразных продуктов при лазерном воздействии на ПММА.— «Докл. АН СССР», 1968, т. 182, № 4.
11. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел.— М., «Наука», 1964.
12. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.— Л., Изд-во АН СССР, 1951.
13. Horrer R. W., Uhlmann D. K. Mechanism of inclusion damage in laser glass.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, N 10.
14. Мадорский С. Термическое разложение органических полимеров. М., «Мир», 1967.
15. Кельцев В. В., Теснер П. А. Сажа. Свойства, производство и применение. М., Гостоптехиздат, 1952.
16. Штейнберг А. С., Улыбин В. Б. Высокотемпературное разложение и горение полимеров. Доклады 2-го Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. Авторефераты докладов. Черноголовка, 1969.
17. Теснер П. А. Образование углерода из углеводородов газовой фазы. М., «Химия», 1972.
18. Тафт Е. А., Филлипс Х. Р. Оптические свойства графита. Бюро переводов. М., ВИНТИ, 196.
19. Мержанов А. Г., Дубовицкий Ф. И. К теории стационарного горения пороха.— «Докл. АН СССР», 1959, т. 129, № 1.

УДК 537.527

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ РАЗЛЕТАЮЩИХСЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

П. И. Зубков, Л. А. Лукьянчиков, Ю. В. Рябинин

(Новосибирск)

В схемах формирования сильноточных импульсов заданной формы с использованием конденсированных ВВ [1] одной из важнейших характеристик является плотность тока, которая может быть достигнута в детонационной волне. В тех случаях, когда электропроводность определяется непосредственно детонационным процессом, максимальная плотность тока зависит от наибольшей напряженности электрического поля, при которой еще не происходит пробой продуктов детонации, т. е. от их электрической прочности. Этой же величиной определяются характеристики взрывных коммутаторов, работающих в условиях больших обратных напряжений [2].

Для прогнозирования параметров коммутаторов в период удержания высокого напряжения необходимо знать электрическую прочность продуктов детонации как функцию давления. Это связано с тем, что образующиеся при выключении тока промежутки находятся в условиях нестационарно расширяющихся продуктов взрыва, в результате чего их электрическая прочность, являющаяся функцией давления, зависит от времени.

При известной зависимости электрической прочности от давления необходимые параметры коммутаторов могут быть получены из совместного решения газодинамических задач разлета продуктов детонации и движения токонесущих элементов и уравнений электрической цепи.

В данной работе изложены основные результаты экспериментального исследования электрической прочности расширяющихся продуктов детонации зарядов насыпной плотности из тэна и гексогена.

Схема взрывного узла с промежутком, в котором исследовалась электрическая прочность продуктов детонации, представлена на фиг. 1. Взрывной узел состоит из стальных цилиндрических электродов 1 диаметром 42 мм, изоляторов боковой поверхности электродов 2, пластиковой пробочки 3 со взрывающимся мостиком 4, предохранительного кольца из оргстекла 5 и ВВ насыпной плотности 6. Предохранительное кольцо из оргстекла исключало сжатие ВВ и гарантировало начальное расстояние между электродами в 2,5 мм. Собранный взрывной узел помещался во

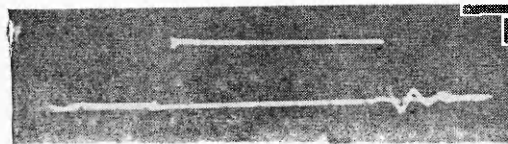
взрывную камеру и фиксировался в собранном состоянии дополнительными электродами.

Для лучшей синхронизации процессов детонации заряда, подачи на промежуток напряжения и измерений использовалось высоковольтное инициирование с помощью взрывающегося мостика, расположенного в полости одного из электродов исследуемого промежутка. Размеры полости обеспечивали развитие нормальной для данной плотности ВВ детонации (в полость входило 10—12% общего веса заряда).

При подаче высоковольтного импульса мостик взрывается и инициирует ВВ. После выхода детонационной волны на торец заряда предохранительное кольцо разрушается и начинается разлет продуктов детонации, впереди которых формируется ударная волна. Чтобы исключить пробой по зоне проводимости в детонационной волне и по ударной волне в воздухе, боковая поверхность электродов исследуемого промежутка закрывалась изоляторами, а напряжение на промежуток подавалось через время, обеспечивающее уход ударной волны на достаточное расстояние.

Описанный выше взрывной узел позволял получить осевую симметрию разлета, что дает возможность произвести оценки параметров разлетающихся продуктов детонации. Высокие температуры и давления во фронте детонации не позволяют применять обычные методы диагностики в течение длительного процесса. Выбранный таким образом взрывной узел в некотором приближении моделировал реальный выключатель, применяемый в индуктивных накопителях энергии и в схемах формирования сильноточных импульсов.

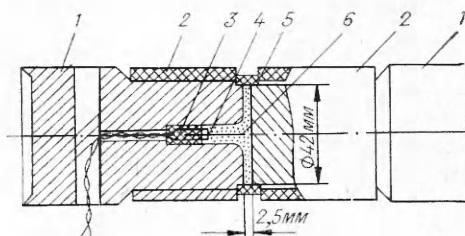
Разлет электродов при взрыве регистрировался рентгеновской съемкой процесса. Обработка рентгенограмм показала, что электроды разлетаются симметрично и через 30 мкс от подачи инициирующего импульса расстояние между ними увеличивается от 2,5 до 4,5—5 мм, затем в течение 90—100 мкс с точностью до ошибки измерений, равной 0,5 мм, промежуток остается постоянным. В дальнейшем скорость расширения несколько увеличивается, что может быть связано с приходом волны разгрузки, идущей от свободного конца дополнительных электродов, удерживающих взрывной узел в камере. Время прохождения волны по электродам 130 мкс. Поведение промежутка после 150 мкс не исследовалось.



Ф и г. 2.

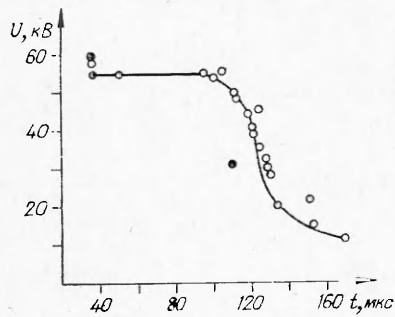
На фиг. 2 показана типичная осциллограмма напряжения на исследуемом промежутке. Начало развертки совпадает с подачей инициирующего импульса. Через 35 мкс после инициирования на промежуток подано напряжение, которое удерживается в течение 65—67 мкс, после чего наступает пробой, переходящий в затухающие колебания контура.

Напряжения на промежутке подавалось через 35 мкс после подачи инициирующего импульса с помощью схемы утроения, позволяющей получить на промежутке 90 кВ. Постоянная времени схемы $9 \cdot 10^{-3}$ с. Сигнал снимался с емкостного делителя и записывался на осциллографе ОК-25.



Ф и г. 1

На основании данных экспериментов построен график (фиг. 3) времени задержки пробоя промежутка в зависимости от амплитуды прикладываемого импульса напряжения. По оси ординат отложена величина подаваемого напряжения, точность определения которого составляла 3%, а по оси абсцисс—время от подачи инициирующего импульса до пробоя промежутка. Ошибка в определении интервала времени от момента выхода



Ф и г. 3

детонационной волны на торец заряда до начала пробоя составляла 6—7% и определялась в основном разбросом времени развития детонации. Время выхода на торец заряда от начала инициирования равнялось 10—15 мкс и находилось по снимкам процесса взрыва на СФР в режиме лупы времени. На снимках фиксировалось начало инициирования по искре в промежутке, установленном в цепь подрыва мостика, и момент выхода детонации на торец заряда по ее свечению. На фиг. 3 видно, что промежуток, заполненный расширяющимися продуктами взрыва, обладает областью насыщения электрической

прочности, за которой начинается довольно быстрое ее падение.

В области насыщения электрическая прочность продуктов детонации оказалась неожиданно низкой (100—120 кВ/см). Действительно, в мало расширившихся продуктах детонации длина свободного пробега электронов $\sim 10^{-7}$ см. При таких длинах свободного пробега газы должны обладать электрической прочностью 10^5 кВ/см.

Несоответствие между полученным в экспериментах результатом и ожидаемой электрической прочностью продуктов детонации может быть объяснено следующими причинами: 1) с повышением плотности понижается подвижность ионов, что приводит к более быстрому росту электрического поля объемного заряда лавины, порождающей стример; 2) с ростом давления растет число возбуждаемых частиц, излучение которых ионизирует газ, что является основным механизмом стримерного пробоя; 3) с ростом температуры и давления свыше 50 атм ионизационное равновесие смещается в сторону увеличения числа ионов и электронов в газе [3].

Участок на фиг. 3, где наблюдается довольно быстрый спад кривой, соответствует времени, когда плотность продуктов более чем на два порядка ниже начальной (на основании оценок разлета продуктов детонации при взрыве заряда между электродами большого диаметра). Учитывая, что за время спада кривой расстояние между электродами практически не меняется, а температура продуктов согласно [4] к данному моменту мала, можно ожидать, что пробой промежутка будет зависеть только от давления в нем.

Для нахождения характера спада давления продуктов детонации от времени была рассмотрена модель квазистационарного адиабатического истечения газа из цилиндрической полости, т. е. принималось, что параметры газа в полости зависят только от времени, что можно считать справедливым для давлений и плотностей в продуктах уже за волной разрежения, отраженной от центра симметрии.

При разлете в воздух расчет производился численно на машине. При разлете в вакуум получена аналитическая зависимость

$$(1) \quad p(t) = p_n \left[1 + \frac{\gamma-1}{R} c_n \sqrt{\frac{2}{\gamma+1}} t \right]^{-\frac{2\gamma}{\gamma-1}},$$

где p_n , c_n — начальное давление и скорость звука в продуктах детонации; γ — показатель адиабаты, меняющийся при счете дискретно, согласно данным работы [4]; R — радиус полости.

Численный расчет времени расширения продуктов при истечении в воздух от давления $2 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^2$ атм с $\gamma = 1,46$ и от $3 \cdot 10^2$ до 2 атм с $\gamma = 1,25$ отличался от соответствующего времени при разлете в вакуум, найденного по формуле (1), менее чем на 4%. Поэтому, учитывая эти допущения, разумнее пользоваться формулой (1).

Если предположить, что электрическая прочность продуктов детонации аналогично воздуху до $2 \cdot 10^{30}$ С [5] слабо зависит от температуры, то в условиях их адиабатического расширения характер изменения электрической прочности промежутка должен ближе соответствовать изменению плотности продуктов, которая связана с давлением соотношением

$$(2) \quad p = \text{const } \rho^\gamma.$$

Более крутой спад плотности, найденный по формулам (1), (2), чем ход кривой на фиг. 3, объясняет поведение графика и малый разброс между экспериментами при одной и той же амплитуде напряжения (промежуток из-за быстрого спада плотности в нем находится в условиях перенапряжения).

Наличие пробоя при напряжениях 11—12 кВ и расстоянии между электродами 5—6 мм можно объяснить инерционностью продуктов детонации, вследствие чего давление в промежутке становится ниже атмосферного [6]. Надо иметь в виду, что из-за адиабатичности разлета при достижении давления в промежутке в 1 атм плотность продуктов будет ниже, чем при нормальных условиях.

Описанные выше эксперименты не позволяют исследовать электрическую прочность продуктов до начала их разлета. Поэтому были проведены эксперименты с новым взрывным узлом, который отличался от предыдущего (см. фиг. 1) большим диаметром изоляторов ($d \geq 200$ мм), чтобы исключить пробой промежутка на ранней стадии процесса, и меньшим диаметром электродов ($d = 20$ мм). Параметры заряда: плотность 1 г/см^3 , диаметр 80 мм, толщина 2,5 мм. Напряжение на электроды подавалось после выхода детонации из контакта с ними.

Данными экспериментами можно было, с одной стороны, приблизиться к зоне проводимости детонационной волны и, с другой — определить максимальные напряжения U_{max} , которые выдерживает промежуток до начала разлета продуктов детонации. Наличие поверхности диэлектрика, ограничивающего заряд по высоте, позволяло при U_{max} снизить время подачи напряжения на электроды от начала иницирования до 15 мкс. К этому времени продукты детонации, находящиеся в естественном движении за детонационной волной, еще не охвачены радиальным движением, вызванным разлетом. При меньших временах пробой происходит в момент подачи напряжения. При этом он возникает не в продуктах детонации, а по кратчайшему пути через детонационный фронт. При напряжениях $U > U_{\text{max}}$ разряд развивается по продуктам, что хорошо видно из осциллограмм. В случае пробоя по продуктам разряд носит аperiodический характер в отличие от колебательного, который имеет место при пробое по поверхности изоляторов и по детонационному фронту.

Максимальное напряжение, которое выдерживает промежуток через 15 мкс, составляет 45 кВ. Это согласуется с предыдущими экспериментами при учете того, что электроды в данном случае разлетелись меньше.

В заключение отметим, что максимальная электрическая прочность

продуктов детонации зарядов насыпной плотности из тэна и гексогена порядка 100—120 кВ/см, время задержки пробоя промежутка определяется параметрами истекающих продуктов взрыва.

Поступила 25 XI 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Ершов А. П., Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А. Использование зоны электропроводности в детонационной волне конденсированных ВВ и электрической прочности продуктов детонации для формирования заданных сильноточных импульсов и выключения больших токов.— В кн.: Динамика сплошной среды. Изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР. Новосибирск, 1974, вып. 16.
2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
3. Тиман Б. Л. Влияние взаимодействия частиц на ионизационное равновесие в термически ионизованном газе.— ЖЭТФ, 1953, т. 25, вып. 6 (12), с. 733—738.
4. Кузнецов Н. М., Шведов К. К. Изэнтропическое расширение продуктов детонации гексогена.— ФГВ, 1967, т. 3, № 2.
5. Sharbaugh A. H., White D. R., Watson P. K., Lee T. H., Greenwood A. H. An investigation of the breakdown strength of nitrogen at high temperatures using a shock tube. Trans. IEEE. Power apparatus and systems, 1961, vol. 80, p. 333—344.
6. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.

УДК 537.311.33

ОБ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ ПРОВОДЯЩЕЙ СРЕДЫ С АНИЗОТРОПНЫМИ ВСЛЕДСТВИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА СФЕРИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Ю. П. Емец, В. Ф. Резцов

(Киев)

Решена задача о распределении поля и тока в сплошной проводящей среде, содержащей сферические включения, в которых проявляется эффект Холла. Получено и исследуется выражение для тензора эффективной проводимости такой среды. Концентрация включений предполагается малой.

В плазме и полупроводниках в магнитном поле вследствие эффекта Холла проводимость среды описывается тензором, который в трехмерном случае имеет вид

$$\hat{\sigma} = \sigma_{\mu} \begin{pmatrix} 1 - \beta & 0 & \\ \beta & 1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma/\sigma_{\mu} \end{pmatrix}, \quad \sigma_{\mu} = \sigma/(1 + \beta^2),$$

где σ — скалярная проводимость; β — параметр Холла. Магнитное поле \mathbf{H} направлено по оси z ($\mathbf{H} = (0, 0, H)$).

Пренебрегая индуцированными магнитными полями токов, приходим к уравнениям:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = 0, \quad \mathbf{j} = \hat{\sigma} \mathbf{E},$$

описывающим распределение полей и токов. На границе разнородных сред выполняются обычные условия непрерывности нормальной к границе компоненты тока и касательной компоненты электрического поля.