

6. Биченков Е. И., Войтенко А. Е., Лобанов В. А., Маточкин Е. П. Схема расчета и включение на нагрузку плоских взрывомагнитных генераторов.— ПМТФ, 1973, № 2.
7. Cowan M., Freeman J. R. Explosively driven deuterium arcs as an energy source.— «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, N 4.
8. Hawke R. S., Duerre D. E., Huebel J. G., Klapper H., Steinberg D. J., Keeler R. N. Method of isentropically compressing materials to several megabars.— «J. Appl. Phys.», 1972, vol. 43, N 6.

УДК 621.375.826 : 541.6

## МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОЧАГА ПРИ ЛАЗЕРНОМ РАЗРУШЕНИИ ПРОЗРАЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ

А. А. Орлов, П. И. Уляков

(Москва)

Рассмотрено разрушение прозрачных полимеров при поглощении лазерного излучения миллисекундной длительности на включениях, присутствующих в реальном материале. Показано, что распределение поглощающих частиц в полимере по размерам подчиняется кубическому закону, отвечающему распределению аэрозолей в атмосфере.

Исследован процесс нагрева включения лазерным излучением и образования вокруг него газовой полости за счет пиролиза окружающего материала.

Предложен механизм поглощения света, основанный на процессе сажеобразования из углеводородов газовой фазы как в очаге разрушения, так и в растущей макротрещине. Использование параметров макрокинетики высокотемпературного пиролиза полимера для описания лазерного разрушения дает удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных.

**Введение.** Очаговый характер разрушения прозрачных диэлектриков лазерным излучением обусловлен локальным поглощением света, которое связывалось с наличием поглощающих центров в реальных материалах [1—3]. Такими центрами могут являться содержащиеся в материале инородные частицы. В частности, в [4] отмечалось, что наличие в прозрачных полимерах включений типа сажевых и металлических частиц связано с попаданием в материал атмосферных аэрозолей при технологических процессах. По данным [5], типичные размеры аэрозолей составляют величину  $\sim 10^{-5}$ — $10^{-3}$  см.

В работе авторов [6] была предложена модель процесса разрушения прозрачных полимеров типа полиметилметакрилата (ПММА) и полистирола (ПС) лазерным излучением видимого и ближнего ИК-диапазона, описывающая макрокинетику разложения с учетом долговечности материала под нагрузкой. Полученная зависимость времени начала разрушения, т. е. образования макротрещины, от величины светового потока  $q$  хорошо соответствовала экспериментальной. Как было установлено [2, 7, 8], стадии хрупкого разрушения предшествует этап образования вокруг поглощающего включения газовой полости, заполненной продуктами разложения полимера. Экспериментально измеренная температура полости составляет величину  $2$ — $3 \cdot 10^3$  К [9]; усредненная за время воздействия при пороговом потоке скорость ее роста по данным [2] составила  $\approx 1$  см/с, а типичные размеры полости  $\sim 10^{-3}$ — $10^{-2}$  см [8].

Высокая температура и скорость роста полости свидетельствуют о протекании интенсивного пиролиза материала, сопровождаемого глубоким

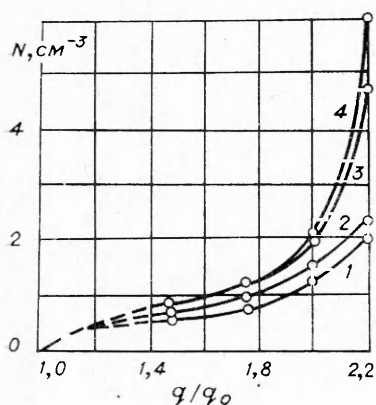
крекингом продуктов разложения ввиду отсутствия их отвода из зоны термического воздействия. Это подтверждается, например, преимущественным содержанием водорода в газовой фракции продуктов разложения, состав которой определялся при лазерном облучении порошкообразного ПММА [10].

Данная работа посвящена исследованию процесса образования газовой полости в полимере, а также изучению механизма поглощения света в высокотемпературном очаге разрушения и растущей трещине.

**1. Исследование поглощения лазерного излучения на исходных включениях.** Из очагового характера лазерного разрушения полимеров следует, что образование трещины связано с наличием в данном месте исходного поглощающего центра. Отождествляя таким образом трещину и включение, по конечному результату разрушения можно оценить концентрацию частиц, на которых образуется трещина при действии на полимер определенного светового потока.

С этой целью экспериментально определялась зависимость концентрации включений (трещин) от величины  $q$ . Опыты проводились на образцах из ПММА при облучении их импульсами свободной генерации.

Диаметр лазерного луча составлял 2,5 см, а облучаемый объем  $V$  варьировался путем изменения толщины образцов  $h$ , т. е. в экспериментах обеспечивалась пропорциональность этих двух параметров ( $V \sim h$ ).



Ф и г. 1

На фиг. 1 представлены зависимости концентрации включений  $N$  от величины светового потока  $q$  (толщина образцов  $h$ : 4—0,5; 3—1; 2—5; 1—10 см<sup>2</sup>).

Наиболее характерным свойством полученных зависимостей является слабое изменение  $N(q)$  при потоках, мало превышающих пороговое значение  $q_0$ , и резкое возрастание при увеличении  $q$ . Качественно такой ход  $N(q)$  может быть объяснен тем, что с увеличением светового потока разрушения образуются на более мелких включениях, а так как мелких центров большее количество, чем крупных, то это и определяет существенное возрастание концентрации. Для данного значения  $q$  величина  $N$  растет при уменьшении толщины образца или облучаемого объема. Это связано с тем, что при небольшом

оптическом пути светового луча в материале (тонкие образцы) взаимное экранирование трещин незначительно по сравнению с образцами, обладающими большей длиной.

Для исключения влияния экранировки проводилась экстраполяция графиков к малым значениям  $V$  при фиксированной величине  $q$  и строилась зависимость  $N/N_0(q/q_0)$ , характеризующая концентрацию включений, на которых образуются трещины при рассматриваемых потоках. При этом  $N_0 \approx 0,04$  см<sup>-3</sup> — экспериментально определенная концентрация наиболее «крупных» центров.

Полученная зависимость представлена на фиг. 2 и описывается степенной функцией вида  $N/N_0 \sim (q/q_0)^\alpha$ , причем для  $q/q_0 \leq 2$   $\alpha \approx 3$ . Увеличение отношения  $q/q_0$  приводит к более резкому возрастанию  $N/N_0$ .

\* За порог разрушения принималась статистически воспроизводимая минимальная средняя за импульс величина светового потока  $q_0$ , вызывающая в полимере образование единичной характерной трещины.

Для простоты анализа полученных данных предположим, что наиболее характерные поглощающие включения типа металлических и сажевых частиц имеют сферическую форму и их распределение по размерам в полимере примерно соответствует распределению аэрозолей в окружающем воздухе.

Поглощение света такой частицей будет приводить к ее нагреву, максимальная величина температуры при этом стремится к стационарному значению. Стационарная температура устанавливается за время  $t_c > \frac{r_0^2}{3a}$ , где  $r_0$  — радиус частицы;  $a$  — коэффициент температуропроводности полимера, и ее величина в зависимости от светового потока может быть оценена по формуле [11]

$$(1.1) \quad T = \frac{\sigma_0 q}{4\pi r_0 K},$$

где  $\sigma_0$  — сечение поглощения света частицей;  $K$  — коэффициент теплопроводности полимера. Сечение  $\sigma_0$  зависит от соотношения между длиной волны излучения  $\lambda$  и радиусом частицы [12]:

$$(1.2) \quad \sigma_0 \approx \begin{cases} \frac{8\pi^2}{\lambda} \operatorname{Im} \frac{1-m^2}{m^2+2} r_0^3 & \text{при } \frac{2\pi r_0}{\lambda} < 1, \\ (1-R_0) \pi r_0^2 & \text{при } \frac{2\pi r_0}{\lambda} > 1. \end{cases}$$

В формулах (1.2), (1.3) величины  $m$  и  $\lambda$  — комплексный показатель преломления вещества частицы и длина волны излучения в среде;  $R_0$  — средний коэффициент отражения вещества частицы.

Выражение (1.3) справедливо, начиная с  $r_0 > 10^{-5}$  см, т. е. для большинства типичных включений. Для поглощающих частиц значение  $\sigma_0$ , соответствующее крупным включениям, всегда больше величины  $\sigma_0$ , определяемой выражением (1.2) для мелких центров.

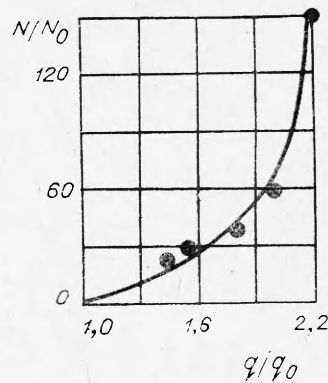
Из формул (1.2), (1.3) и (1.1) следует, что максимальная температура достигается на крупных частицах при меньших световых потоках, следовательно, при действии порогового потока  $q=q_0$  трещина образуется на самых больших включениях, присутствующих в полимере.

Учитывая, что температура испарения рассматриваемых типов включений  $T_0 \sim 3-4 \cdot 10^3$  К, из формул (1.1), (1.3) можно оценить размер наиболее крупных частиц, на которых развивается «пороговая» трещина.

Подставляя значение  $q_0 \approx 2 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> для ПММА и учитывая, что для поглощающих частиц  $(1-R_0) \approx 1$ , получаем  $r_0 \approx 10^{-3}$  см. Время достижения стационарной температуры на такой частице  $t_c > 0,3 \cdot 10^{-3}$  с, т. е. максимальное значение  $T=T_0$  достигается к концу светового импульса, что согласуется с временем образования разрушения при пороговых потоках.

Из формул (1.1), (1.3) следует, что требуемый для нагрева крупных включений до температуры испарения световой поток  $q \sim 1/r_0$ . Тогда, используя экспериментальную кубическую зависимость концентрации таких включений от светового потока, получаем

$$(1.4) \quad N \sim \left(\frac{1}{r_0}\right)^3.$$



Ф и г. 2

Выражение (1.4) характеризует распределение в полимере крупных поглощающих центров по размеру.

По данным [5] крупномасштабная ветвь распределения атмосферных аэрозолей описывается степенной [функцией вида  $N \sim \left(\frac{1}{r_0}\right)^\beta$ ], где  $\beta \approx \approx 2-5$ ;  $\beta = 3$  для частиц с  $r_0 > 4 \cdot 10^{-4}$  см, что совпадает с зависимостью (1.4).

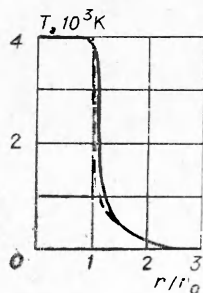
Таким образом, полученное соответствие между распределением аэрозолей и включений объясняет экспериментальные результаты и подтверждает гипотезу о природе появления поглощающих центров в полимерах из атмосферы.

**2. Высокотемпературный лазерный пиролиз полимеров.** Поглощение излучения частицей приводит к прогреву окружающего полимера. Решение уравнения теплопроводности в сферических координатах дает распределение температуры в среде по радиусу в виде [13]

$$(2.1) \quad T = \frac{3(1-R_0)qr_0^2}{2C_0\rho_0(r_0+r)ab} \left\{ (g-b)^{-1} \Phi^* \left( \frac{r}{2\sqrt{at}} \right) - (g-b)^{-1} \times \right. \\ \times \exp \left[ \frac{(g-b)r}{2r_0} - \frac{(g-b)^2 at}{4r_0^2} \right] \Phi^* \left[ \frac{r}{2\sqrt{at}} + \frac{(g-b)\sqrt{at}}{2r_0} \right] - (g+b)^{-1} \Phi^* \times \\ \times \left( \frac{2}{2\sqrt{at}} \right) + (g+b)^{-1} \exp \left[ \frac{(g+b)r}{2r_0} + \frac{(g+b)^2 at}{4r_0^2} \right] \Phi^* \left[ \frac{r}{2\sqrt{at}} + \right. \\ \left. \left. + \frac{(g-b)\sqrt{at}}{2r_0} \right] \right\},$$

где  $\Phi^*(y) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty e^{-y^2} dy$  — функция ошибок.

Расчет проводился для сажевого включения типичного размера  $r_0 = 10^{-4}$  см в ПММА при следующих значениях теплофизических параметров, входящих в формулу (2.1):  $C_0 = 0,72$  Дж/г·°С — теплоемкость частицы;  $\rho_0 \approx 2$  г/см<sup>3</sup> — плотность частицы;  $C = 1,5$  Дж/г·°С — теплоемкость среды;  $b = \sqrt{g(g-4)}$ ,  $g = \frac{3C}{C_0}$ . Температура испарения рассматриваемой сажевой частицы, как следует из (3.1), достигается при потоке  $q = 2 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> за время  $t \approx 10^{-6}$  с. Характерное время выравнивания тепла по включению  $\sim \frac{r_0^2}{a_0}$ , где  $a_0 = 1,6$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент теплопроводности частицы, много меньше времени нагрева до  $T_0$ . Распределение температуры на включении и в полимере в этом случае изображено на фиг. 3.



Ф и г. 3

На некотором расстоянии от частицы температура среды достигает величины 500 К, соответствующей началу испарения полимера. Вокруг поглощающего центра образуется газообразный мономер, так как до температур  $\sim 1000$  К испарение ПММА и ПС протекает как реакция деполимеризации [14].

Необходимо отметить, что решение (2.1) в рассматриваемом случае имеет приближенный характер, так как не учитывает фазовый переход в среде. Однако значение скрытой теплоты испарения для ПММА невелико ( $Q \approx 540$  Дж/г) и учет изменения фазового состояния (особенно для высоких температур) существ-

венно не меняет характера распределения температуры. На фиг. 3 штриховая линия соответствует примерному распределению температуры с учетом образования газовой фазы на фронте тепловой волны.

Слои газа, граничащие с включением, разогреваются до температур, близких к температуре частицы. Это должно приводить к распаду мономеров на более мелкие углеводородные соединения. Например, крекинг ПММА протекает с образованием метана, непредельных углеводородов, окиси и двуокиси углерода; для ПС характерно содержание в газообразных продуктах более крупных ароматических соединений типа бензола и толуола [14]. Используя экспериментальные данные по составу продуктов разложения ПММА при лазерном воздействии [10], можно приближенно оценить время выравнивания температуры в полости типичного размера  $r \approx 10^{-3}$  см. Учет преимущественного содержания в газовой смеси водорода показывает, что это время  $\sim r^2/a^*$ , где  $a^* \approx 0,6$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент температуропроводности смеси, составляет величину  $\sim 2 \cdot 10^{-6}$  с.

Следовательно, за время действия нескольких пучков излучения температура в полости выравнивается и достигает  $\sim 2-3 \cdot 10^3$  К, что согласуется с экспериментально измеренной величиной [9]. Высокотемпературный пиролиз ПММА и ПС характеризуется непосредственным расщеплением боковых ветвей полимерной молекулы с последующим их крекингом до ацетилена, образующегося в результате ряда реакций дегидрогенизации более крупных углеводородных фракций [14, 15]. По данным [16] такой процесс разложения протекает с энергией активации 70—80 ккал/моль, т. е. близкой к величине, соответствующей разрыву С—С-связей ( $E_0 = 83$  ккал/моль).

При температуре полости  $2-3 \cdot 10^3$  К начинается интенсивное сажеобразование из углеводородов газовой фазы. Количество сажи, полученной при разложении простых и ароматических углеводородов, возрастает в последнем случае в 6—7 раз [17]. Это обстоятельство объясняет наблюдаемое в эксперименте значительно большее сажеобразование при лазерном разрушении ПС по сравнению с ПММА.

Как уже отмечалось, крекинг ПММА приводит к образованию в качестве промежуточного продукта газообразного ацетилена. Высокотемпературный распад ацетилена (по данным [17]) на углерод и водород сопровождается образованием сажевых сферических частиц со средним радиусом  $\approx 5 \cdot 10^{-6}$  см. Зарождение сажевой частицы характеризуется большими значениями энергии активации и скорости процесса:  $E_a \approx 150$  ккал/моль,  $u \approx 2 \cdot 10^{18}$  с<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup> соответственно. Укрупнение частицы за счет обогащения углеродом при столкновениях с газовыми молекулами сопровождается достаточно низкой величиной энергии активации по сравнению с  $E_a$ . Это значит, что каждый акт соударения приводит к реакции распада углеводорода.

Концентрация сажевых частиц быстро возрастает, и падающая на очаг разрушения световая энергия полностью поглощается в объеме полости.

Действительно, поглощенная одной частицей энергия за время  $t$  составляет величину  $q\sigma_0 t$ . Так как за это время образуется  $4/3\pi r^3 u t$  частиц, где  $r = 10^{-3}$  см — характерный радиус полости, то полная поглощенная в очаге разрушения энергия определится как  $E = 4/3\pi r^3 u t^2 \sigma_0 q$ . Приближенно можно считать, что условие полного поглощения света в объеме полости выполняется, когда падающая на очаг энергия  $\pi r^2 q t \approx E$  или

$$(2.2) \quad \frac{4}{3} \pi \sigma_0 r u t \approx 1.$$

Сечение поглощения  $\sigma_0$  для сажевой частицы радиуса  $5 \cdot 10^{-6}$  см, рассчитанное по формуле (1.2), составило с учетом  $m = 2,5-i$  [18] величи-

9\*

ну  $\approx 2,7 \cdot 10^{-11}$  см<sup>2</sup>. Подстановка в (2.2) соответствующих значений показывает, что через  $t \approx 5 \cdot 10^{-5}$  с в объеме полости будет обеспечиваться полное поглощение излучения на сажевых частицах.

Таким образом, процесс сажеобразования определяет механизм поглощения лазерного излучения в очаге разрушения, поскольку остальные продукты разложения полимера прозрачны в рассматриваемом диапазоне длин волн. Сажевая частица характерного размера  $5 \cdot 10^{-6}$  см, имеющая температуру не менее  $2-3 \cdot 10^3$  К, при потоках  $q \geq 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> будет нагреваться излучением до температуры испарения. Образующийся при этом углеродный пар может служить источником возникновения зародышей новых сажевых частиц. Рост зародыша сопровождается увеличением поглощения лазерного излучения и лимитирован нагревом до температуры испарения. Следовательно, в полости происходит динамический процесс рождения, укрупнения и испарения сажевых частиц. При средней тепловой скорости частицы  $\sim 2 \cdot 10^6$  см/с можно считать, что вся поглощенная частицей энергия передается стенкам полости и определяет скорость пиролиза.

В случае, когда движение фронта разложения в полимере определяется теплопроводностью среды, для расчета скорости пиролиза ПММА может быть использовано выражение, полученное из решения стационарной задачи теплопроводности с движущейся границей, на которой происходит химическая реакция [19]

$$(2.3) \quad v = \left[ \frac{ak_0 RT^2 e^{-\frac{E}{RT}}}{E(T + Q/2c)} \right]^{1/2},$$

где  $k_0 \approx 10^{24}$  1/с — константа реакции, соответствующая высокотемпературному пиролизу [6, 16];  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T = 2,5 \cdot 10^3$  К — средняя экспериментальная температура полости;  $E = E_0 + E_a = 233$  ккал/моль — суммарная энергия активации.

Рассчитанная по формуле (2.3) скорость пиролиза  $v \approx 0,4$  см/с и по порядку величины согласуется со средней экспериментальной скоростью роста полости при пороговом световом потоке. Полученный результат свидетельствует о том, что макрокинетика разложения под действием лазерного излучения определяется (в основном) двумя последовательными реакциями: распадом полимерной молекулы на углеводородные соединения в результате разрыва С—С-связей и образованием из газовой фазы сажевых частиц, обеспечивающих поглощение световой энергии в полости.

При больших световых потоках скорость пиролиза возрастает и при переходе к стационарному испарению без учета теплоотвода определяется по формуле  $v \approx q/4\rho(cT + Q)$ . Расчет по этой формуле в диапазоне  $q \sim 10^6-10^7$  Вт/см<sup>2</sup> дал хорошее соответствие с экспериментальными данными [6]. Рассмотренный механизм поглощения лазерного излучения реализуется в течение всего процесса разрушения, т. е. на стадии развития не только высокотемпературного очага, но и самой трещины.

Момент расклинивания материала определяется величиной давления продуктов разложения в газовой полости. Увеличение объема на начальном этапе образования трещины приводит к падению давления и движению газа и частиц сажи к ее границам. Сажевые частицы, концентрация которых достаточно велика ( $\sim 10^{15}$  см<sup>-3</sup>) уже при пороговых потоках (при столкновении с «холодной» поверхностью трещины), вызывают разложение окружающего полимера. Это приводит к образованию новых порций газа и соответствующему росту давления в замкнутом объеме.

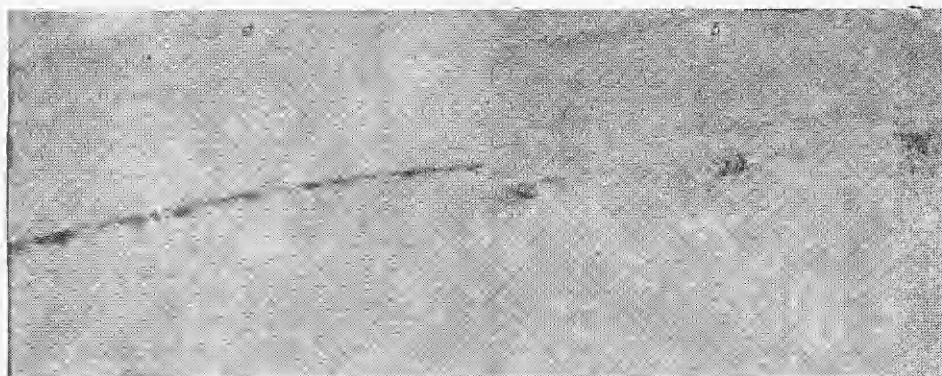
Последующее увеличение размеров трещины также происходит под действием давления и носит скачкообразный характер. При этом каждый



скачок может быть сопоставлен с полосой Вальнера, отвечающей положению границы трещины перед скачком. Полосы Вальнера обуславливают характерную волнообразную структуру поверхности трещины.

Разлет и торможение частиц сажи у границ трещины будет приводить к скоплению их у концентрически расположенных на поверхности выступов.

Такой характер распределения сажи на стенках трещины наблюдался при ее микроскопическом исследовании и показан на фиг. 4, а, б (скопление сажевых частиц у полосы Вальнера на поверхности трещины и скопление сажевых частиц у границы трещины соответственно). Наиболее



Ф и г. 4

интенсивное поглощение излучения, а следовательно, и разложение полимера будет происходить в этих кольцевых зонах. Наблюдаемые при достаточном увеличении отдельные кратеры размером 1—50 мкм на поверхности трещины свидетельствуют, что пиролиз полимера протекает в местах столкновения частиц сажи со стенками трещины.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. Г. Иванову за помощь в экспериментах.

*Поступила 10 XI 1974*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волкова Н. В. О структурных особенностях разрушения полиметилметакрилата излучением ОКГ.— «Механика полимеров», 1970, № 5.
2. Ильина К. Н., Ковалев А. А., Кузнецов А. Е., Орлов А. А., Уляков П. И. О начальном этапе развития трещин в ПММА при действии излучения ОКГ.— «Механика полимеров», 1971, № 3.
3. Sparks M., Duthler C. J. Theory of infrared absorption and material failure in crystals containing inclusions.— «J. Appl. Phys.», 1973, vol. 44, N 7.
4. Бутенин А. В., Коган Б. Я. О механизме оптического пробоя прозрачных диэлектриков.— «Квантовая электроника», 1971, № 5.
5. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М., «Сов. радио», 1970.
6. Орлов А. А., Уляков П. И. Развитие объемного разрушения в силикатных стеклах и полимерах под действием излучения оптического квантового генератора.— ПМТФ, 1972, № 4.
7. Баренблатт Г. И., Всеволодов Н. Н., Миркин Л. И., Пилипецкий Н. Ф., Райзер Ю. П. О разрушении прозрачных материалов под действием лазерного излучения.— «Письма в ЖЭТФ», 1967, вып. 3, т. 5.

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. Черногловка, 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