

так как их величина на 2—3 порядка меньше остальных членов уравнения движения.

Приведенные результаты расчетов могут быть улучшены, если ввести в рассмотрение тепловые процессы, учесть зависимость пористости от расстояния до точки взрыва, вязкости газа от температуры, а также уточнить величину давления газообразных продуктов взрыва в полости в зависимости от типа источника взрыва, характеристик грунта и масштаба взрыва.

Поступила 27 XI 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лейбензон Л. С. Движение природных жидкостей и газов в пористой среде. М., Гостехиздат, 1947.
2. Требин Г. Ф. Фильтрация жидкостей и газов в пористых средах. М., Гостоптехиздат, 1959.
3. Шейдеггер А. Э. Физика течения жидкостей через пористые среды. М., Гостоптехиздат, 1960.
4. Адушкин В. В., Перник Л. М. Особенности образования провальных воронок.— ФГВ, 1972, т. 8, № 4.
5. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. Новосибирск, «Наука», 1973.
6. Derlich S. Transformation du milieu dû à une explosion nucleaire souterraine.— In: Peaceful Nucl. Explosions. Vienna, 1970, p. 123—138.
7. Boardman C. R. Engineering effects of underground nuclear explosions.— In: Proc. Symp. Eng. Nucl. Explos. Las Vegas, Nev., 1970, vol. 1. Springfield, Va, 1970, p. 43—67.
8. Olsen C. W. Time history of the cavity pressure and temperature following a nuclear detonation in alluvium.— «J. Geophys. Res.», 1967, vol. 72, N 20.

УДК 538.4 : 621.31

#### МЕТОД РАСЧЕТА ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

*В. А. Лобанов*

(Новосибирск)

Описан метод расчета взрывомагнитных генераторов, позволяющий установить такую зависимость между параметрами цепи генератора, при которой в омической нагрузке, изменяющейся во времени, происходит наибольшее выделение энергии. В качестве примера аналитически рассчитана задача о включении плоских генераторов на нагрузку, сопротивление которой линейно растет с температурой. Показана принципиальная возможность создания такого генератора, в котором мощность, выделяемая в омической нагрузке  $R(t)$ , изменяется во времени заданным образом.

Исследованы форма импульса тока, мощность и энергия, выделяющиеся в нагрузке, при различных параметрах цепи генератора.

1. Взрывомагнитные генераторы (ВМГ), работающие по принципу быстрого сжатия магнитного потока при помощи взрыва, являются наиболее мощными источниками импульсных токов [1—4]. Большое внимание в исследованиях по ВМГ уделяется их энергетическим характеристикам. При этом энергетические задачи связаны или с получением максимальной энергии в активной нагрузке [5], или с достижением наибольшего перехода энергии взрывчатого вещества (ВВ) в электромагнитную

(повышением КПД генератора) [6]. Аналитическое решение таких задач удается получить лишь для постоянной нагрузки  $R_0$ , при произвольно изменяющемся сопротивлении они решаются численно на ЭВМ. Использование взрывомагнитных генераторов для плазменных экспериментов [7], для получения больших магнитных давлений при изэнтропическом сжатии веществ [8] или для других физических экспериментов наряду с энергетикой ставит задачи, относящиеся к согласованию генераторов с различными нагрузками, к получению импульсов тока, мощности и магнитных давлений, изменяющихся во времени по заданному закону.

Работа ВМГ на сосредоточенную активную нагрузку рассматривается в рамках электротехнической модели, согласно которой взрывомагнитный генератор представлен как уменьшающаяся индуктивность  $L_1(t)$ , включенная на сопротивление  $R(t)$  и индуктивность  $L_2$  (фиг. 1). К началу сжатия магнитного потока ( $t=0$ ) в генераторе протекает ток  $I_0$ . При расчетах предполагается, что потери магнитного потока в самом генераторе намного меньше, чем потери в нагрузке.

На основе закона индукции можно получить, что ток в генераторе описывается уравнением

$$d \ln I = (1 - \rho) d \ln L, \quad L = L_1(t) + L_2.$$

Помимо индуктивности  $L$  ток зависит от безразмерной функции  $\rho$  (безразмерного сопротивления цепи), которая определяется как сопротивлением  $R(t)$ , так и (через  $dL/dt$ ) конструктивными особенностями ВМГ

$$(1.1) \quad \rho(t) = - \frac{R(t)}{dL/dt}.$$

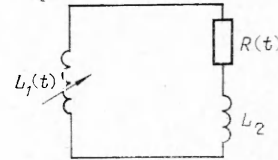
В некоторых случаях выражение для тока может быть получено в явном виде, если задано поведение  $\rho(t)$ . При этом для одного и того же значения  $R(t)$ , изменяя  $dL/dt$ , можно получить разную временную зависимость  $\rho(t)$  и добиться того, чтобы в нагрузке протекал ток разной формы.

Зависимость тока в генераторе от безразмерной комбинации параметров цепи (1.1) можно использовать для решения ряда задач, когда по условиям эксперимента заранее задано изменение  $R(t)$  (это — определение индуктивности генератора, оптимального по использованию энергии ВВ, и индуктивности, при которой импульс тока, мощность и энергия в нагрузке изменяются во времени заданным образом). Чтобы их решить, проинтегрируем (1.1), учитывая конкретные условия задачи и поведение  $R(t)$ . При этом  $\rho(t)$  принимаем равной любой удобной для расчета функции, которая обеспечивает решение задачи.

Взрывомагнитные генераторы являются единственным источником энергии, способным обеспечить решение упомянутых задач для произвольной активной нагрузки.

Параметр  $\rho$ , физическим смыслом которого является отношение времени сжатия  $\tau_0$  ко времени релаксации магнитного потока  $\tau_1 = L/R$ , иногда интерпретируют как обратное магнитное число Рейнольдса [7].

2. Применим предлагаемый метод для нахождения оптимальной (по использованию энергии заряда ВВ) индуктивности взрывомагнитного генератора, работающего на изменяющуюся при нагреве омическую нагрузку. Оптимальным (по энергии ВВ) считается такой генератор, который наибольшую часть энергии заряда ВВ преобразует в электромагнитную. Условие оптимальности сформулировано в работе [6] и выполняется, если мощность, развиваемая при деформации контура с током, в любом



Фиг. 1

сечения генератора равняется максимальной доле мощности, развиваемой при взрыве заряда ВВ, т. е.

$$(2.1) \quad -\frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt} = kqS(x)D,$$

где  $q$  — энергия ВВ на единицу объема;  $S(x)$  — площадь поперечного сечения заряда ВВ;  $x(t)$  — текущая координата фронта детонации;  $D$  — скорость детонации ВВ;  $k$  — коэффициент преобразования энергии ВВ в электромагнитную.

Для линейного изменения сопротивления с ростом температуры  $R=R_0(1+\alpha T)$  при выделении в нем джоулева тепла получим

$$(2.2) \quad \frac{dR}{dt} = \frac{R_0\alpha}{C} RI^2,$$

где  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления;  $C$  — полная теплоемкость нагрузки;  $R_0$  — начальное значение сопротивления.

Уравнения (1.1), (2.1), (2.2) определяют зависимость сопротивления от времени

$$R(t) = R_0 \left( 1 + \frac{2\alpha kqD}{C} \int_0^t S(\xi) \rho(\xi) d\xi \right)$$

и индуктивность оптимального генератора

$$L_1(t) = L_1(0) - \int_0^t \frac{R_0}{\rho(\tau)} \left( 1 + \frac{2\alpha kqD}{C} \int_0^\tau S(\xi) \rho(\xi) d\xi \right) d\tau.$$

3. Найдем оптимальную (по энергии заряда ВВ) ширину шин, ток, мощность и поведение омической нагрузки во времени при включении плоского ВМГ на сопротивление, линейно-растущее с температурой. Индуктивность плоского генератора определяется уравнением

$$(3.1) \quad L_1(t) = L_1(0) - \int_{-l}^{-l+Dt} \frac{4\pi b}{|y(x)|} dx.$$

При этом предполагается, что магнитное поле в генераторе однородно, т. е. расстояние между шинами ( $2b = \text{const}$ ) меньше ширины шин  $2y(x)$ , которая меняется по длине генератора  $x(t)$ . Шины замыкаются со скоростью, равной скорости детонации  $D$ ; полная длина генератора обозначена  $l$ ; начало координат расположено в месте подсоединения шин к нагрузке. Сечение заряда ВВ с постоянной толщиной  $2\delta$

$$S(x) = 4\delta y(x).$$

Как следует из соотношений (2.1), (3.1), поведение тока в оптимальном плоском генераторе совпадает с изменением ширины шин, сжимающих магнитное поле,

$$I = I_0 y / y_0, \quad y_0 = y(-l).$$

Это объясняется тем, что при оптимизации взрывомагнитных генераторов по  $k = \text{const}$  запас кинетической энергии любого элемента проводника, получаемый им от заряда ВВ с постоянной толщиной, остается неизменным по длине генератора. Для оптимального  $k$  необходимо, чтобы сила, действующая на проводник со стороны магнитного поля, на пути торможения  $2b = \text{const}$  оставалась постоянной вдоль заряда ВВ. Это значит, что в генераторе с переменной шириной шин линейная плотность тока на фронте сжатия магнитного поля должна быть одинаковой.

Для  $\rho = \rho_0 \exp(\beta t)$ , где  $\beta = \text{const}$ , из приведенных выше уравнений находим оптимальный раскрой шин

$$y(x) = \frac{y_0 \exp\left(\beta \frac{x+l}{D}\right)}{\sqrt{1 + \frac{B}{2\beta} \left[\exp\left(2\beta \frac{x+l}{D}\right) - 1\right]}}, \quad B = \frac{16\alpha k q \delta y_0 D \rho_0}{C}$$

и рост сопротивления нагрузки

$$R(t) = R_0 \sqrt{1 + \frac{B}{2\beta} [\exp(2\beta t) - 1]}.$$

По известным  $R(t)$  и  $I(t)$  можно определить мощность  $P = RI^2$ , выделяющуюся в нагрузке.

В достаточно длинных генераторах характер изменения ширины шин, тока, сопротивления и мощности в значительной степени зависит от параметра  $\beta$ . При  $\beta > 0$  и  $t \rightarrow \infty$  ширина шин и ток стремятся к предельным значениям

$$y(x) = \tilde{y}_0 \sqrt{2\beta/B}, \quad I = I_0 \sqrt{2\beta/B},$$

а сопротивление и мощность экспоненциально возрастают

$$R \rightarrow R_0 \sqrt{B/2\beta} \exp(\beta t), \quad P \rightarrow R_0 I_0^2 \sqrt{2\beta/B} \exp(\beta t).$$

Если  $\beta < 0$ , то сопротивление не может быть больше величины  $R_0 \sqrt{1 - \frac{B}{2\beta}}$   $\rightarrow -B/2\beta$ , а ширина шин, ток и мощность спадают до нуля. Когда активная нагрузка постоянна ( $\alpha = 0$ ),

$$y(x) = y_0 \exp\left(\beta \frac{x+l}{D}\right),$$

что соответствует результату, полученному в [6].

Качественно иной результат при работе плоского генератора с постоянным  $\rho = \rho_0$ . В этом случае ширина шин (и ток) уменьшается

$$y(x) = \frac{y_0}{\sqrt{1 + B \frac{x+l}{D}}},$$

а омическая нагрузка растет по другому временному закону

$$R(t) = R_0 \sqrt{1 + Bt}.$$

Уменьшение ширины шин вполне естественно, поскольку при возрастающем сопротивлении условие  $\rho = \text{const}$  выполняется только тогда, когда  $-dL/dt = 4\pi b D/y(x)$  возрастает. Поэтому требование  $\rho = \text{const}$  ведет к сужению шин генератора. При таком раскрое шин за время сжатия потока в нагрузке выделяется энергия

$$W_1 = \int_0^{l/D} RI^2 dt = \frac{C}{\alpha} \left( \sqrt{1 + B \frac{l}{D}} - 1 \right)$$

и энергия использованного заряда  $Q$

$$Q = \int_{-l}^0 4q \delta y(x) dx = \frac{C}{2\alpha k \rho_0} \left( \sqrt{1 + B \frac{l}{D}} - 1 \right).$$

Из отношения

$$(3.2) \quad \frac{W_1}{Q} = 2k\rho_0$$

видно, что для  $\rho_0 > 1/2$  на сопротивлении может выделяться энергии больше, чем ее содержится в заряде ВВ. Кажущееся противоречие можно объяснить.

Мощность  $-\frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt}$  выделяется в активной нагрузке и идет на увеличение энергии магнитного поля, а уравнение энергии имеет вид

$$(3.3) \quad -\frac{I^2}{2} \frac{dL}{dt} = RI^2 + \frac{d}{dt} \left( \frac{LI^2}{2} \right).$$

Отсюда видно, что при  $R > -\frac{1}{2} \frac{dL}{dt}$  на сопротивлении (помимо энергии заряда ВВ) выделяется энергия магнитного поля, и поэтому соотношение (3.2) не кажется бессмысленным.

Интегрируя (2.1) с известным сечением  $S(x)$  заряда ВВ, определяем индуктивность

$$L_1(t) = L_1(0) - \int_0^t \frac{2kqS(\xi)R(\xi)}{P(\xi)} d\xi$$

взрывомагнитного генератора, который на сопротивлении  $R(t)$  может развить мощность  $P=RI^2$ , изменяющуюся во времени заданным образом.

4. Рассмотрим задачу об оптимизации ВМГ по выделению наибольшей энергии на переменной активной нагрузке.

Можно предположить, что в зависимости от величины  $R(t)$  в одном и том же устройстве на активной нагрузке будет выделяться энергия разной величины: при  $R \rightarrow 0$   $W_1 \rightarrow 0$ , а при  $R \rightarrow \infty$  (из-за быстрой потери потока) нельзя ожидать энергии, намного превосходящей начальную энергию магнитного поля ( $W_0 = L_0 I_0^2 / 2$ ). Для  $R_0 = \text{const}$  и  $\rho_0^* = 1/2$   $W_1 = W_0 \ln(L_0/L_2)$  [5]. В работе [7] описаны эксперименты по включению ВМГ на специальную плазменную нагрузку и приведен расчет энергии в ней, когда обратное магнитное число Рейнольдса постоянно.

Представляется более интересным найти такую зависимость между параметрами взрывомагнитного генератора, при которой за время его работы в произвольно изменяющейся омической нагрузке выделяется наибольшая энергия. Поставленную задачу удастся разрешить до конца при  $\rho = \rho_0 = \text{const}$ .

Тогда получим, что ток

$$I_1 = I_0 \lambda^{1-\rho_0};$$

энергия на сопротивлении

$$(4.1) \quad W_1 = \int RI^2 dt = W_0 \frac{2\rho_0}{2\rho_0-1} (1 - \lambda^{1-2\rho_0});$$

энергия магнитного поля генератора

$$W_2 = LI^2/2 = W_0 \lambda^{1-2\rho_0},$$

где  $\lambda = L_0/L(t)$ ,  $\lambda_0 = L_0/L_2$  — текущий и полный коэффициенты перестройки генератора;  $L_0 = L_1(0) + L_2$  — начальная индуктивность цепи.

На фиг. 2 дано значение  $E = W_1/W_0$  в зависимости от  $\rho_0$  для  $\lambda_0 = 100$ ; 10 (кривые 1, 2), откуда видно, что при заданном  $\lambda_0$  существует единст-

венное значение  $\rho_*$ , когда энергия имеет максимальную величину  $E_*$  ( $E_*(\rho_*, \lambda_0)$  — кривая 3). Величина  $\rho_*$  определяется решением трансцендентного уравнения

$$(4.2) \quad \frac{dE}{2d\rho_0} = -\frac{1}{(2\rho_0 - 1)^2} + \frac{\lambda_0^{1-2\rho_0}}{(2\rho_0 - 1)^2} + \frac{2\rho_0}{2\rho_0 - 1} \lambda_0^{1-2\rho_0} \ln \lambda_0 = 0.$$

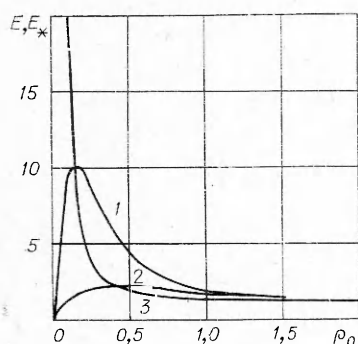
Вводя переменную

$$\xi = (1 - 2\rho_*) \ln \lambda_0,$$

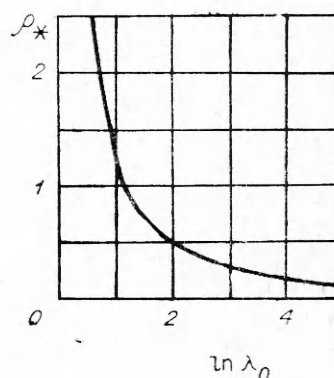
уравнение (4.2) (для определения оптимальных  $\rho_*$  и  $\lambda_0$ ) можно свести к системе уравнений

$$(4.3) \quad \begin{cases} 2\rho_* = 1 - \xi / \ln \lambda_0; \\ 2\rho_* = \frac{1 - \exp(-\xi)}{\xi}, \end{cases}$$

где  $\lambda_0$  — параметр. Задавая  $\lambda_0$ , графическим способом из (4.3) находим  $\rho_*(\lambda_0)$  (фиг. 3).



Ф и г. 2



Ф и г. 3

Анализ  $E_*$  и  $W_* = W_2/W_0$  показывает, что значительное выделение энергии на активной нагрузке может происходить при малых значениях  $\rho_*$ . При  $\rho_* \gg 1$  энергия на сопротивлении близка к начальной энергии магнитного поля.

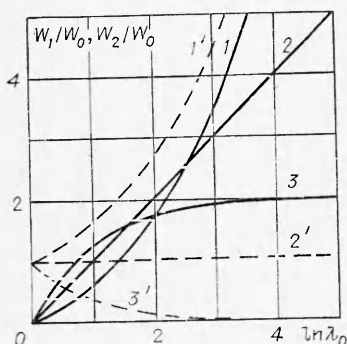
В генераторах с  $\rho_0 = \rho_*$  и малым коэффициентом перестройки  $\lambda_0 < e^2$  основная доля энергии выделяется на сопротивлении. При  $\lambda_0 = e^2$  энергия, выделявшаяся в омической нагрузке к концу работы генератора, вдвое больше энергии, запасенной в магнитном поле. В генераторах с большим коэффициентом перестройки ( $\lambda_0 > e^2$ ) энергия, запасенная в магнитном поле, превосходит энергию, выделившуюся на сопротивлении.

Из уравнения (4.1) следует, что энергия, выделившаяся на сопротивлении, как функция  $\lambda_0$  не имеет максимума при заданном  $\rho_0$ . При  $\rho_0 < 1/2$  энергия  $W_1$  монотонно возрастает вместе со значением  $\lambda_0$  до величины

$$W_1 = W_0 \frac{2\rho_0}{1-2\rho_0} \lambda_0^{1-2\rho_0}. \text{ Когда } \rho_0 > 1/2, \text{ энергия в омической нагрузке уве-}$$

личивается с ростом  $\lambda_0$ , оставаясь ограниченной значением  $W_1 \approx W_0 \frac{2\rho_0}{2\rho_0 - 1}$ . Рассмотрим режим работы взрывомангнитного генератора при  $\rho_0 = 1/2$ .

Из уравнения энергии (3.3) видно, что при  $R(t) = -\frac{1}{2}dL/dt$  энергия магнитного поля в генераторе остается постоянной, а вся мощность, развиваемая при деформации контура с током сторонними силами, расходуется на нагрев проводников, т. е.  $W_2 = W_0$ ,  $W_1 = W_0 \ln \lambda_0$ .



Ф и г. 4

На фиг. 2 такому выделению  $E$  соответствует вертикальная прямая, проходящая через  $\rho_0 = 0,5$ . В этом режиме работы на сопротивлении выделяется энергии меньше, чем для оптимального  $\rho_* \neq 1/2$ . На фиг. 4 показано выделение энергии на сопротивлении (сплошные линии) и в магнитном поле (штриховые линии) при заданном  $\rho_0$  в зависимости от  $\lambda_0$  соответственно для кривых 1, 1' —  $\rho_0 = 0,25$ ; 2, 2' —  $\rho_0 = 0,5$ ; 3, 3' —  $\rho_0 = 1$ .

Таким образом, расчет параметров взрывоманитного генератора, который за время работы на сопротивлении  $R(t)$  выделяет энергию  $W_1$ , сводится к следующему.

Учитывая начальную энергию  $W_0$ , задаем отношение  $W_1/W_0$  и по кривой 3 на фиг. 2 находим оптимальное  $\rho_*$ , которому на фиг. 3 соответствует значение  $\lambda_0$ . По найденному значению  $\rho_*$  и заданному  $R(t)$ , интегрируя уравнение (1.1), определяем требуемое изменение индуктивности генератора.

Исследование работы взрывоманитных генераторов показывает, что подбор определенной зависимости между его параметрами (заряд ВВ, путь торможения, сопротивление нагрузки и т. д.) позволяет:

- 1) определять оптимальную по использованию энергии ВВ индуктивность взрывоманитных генераторов, включенных на сопротивление, которое изменяется с температурой;
- 2) конструировать такие генераторы, которые на сопротивлении  $R(t)$  могут развивать мощность, изменяющуюся во времени по заданному закону;
- 3) находить для произвольной нагрузки  $R(t)$ , приняв  $\rho = \text{const}$ , такую индуктивность, при которой за время работы ВМГ на сопротивлении выделяется наибольшее количество энергии.

Автор выражает благодарность Е. И. Биченкову за полезные обсуждения.

Поступила 17 II 1975

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. И., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктисова Е. А., Жаринов Е. И., Зысин Ю. А. Магнитная кумуляция. — «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, № 1.
2. Биченков Е. И. Взрывные генераторы. — «Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 4.
3. Shearer J. W., Abraham F. F., Aplin C. M., Benham V. P., Faulkner J. E., Ford F. C., Hill M. M., McDonald C. A., Stephens W. H., Steinberg D. J., Wilson J. R. Explosive-driven magnetic-field compression generators. — «J. Appl. Phys.», 1968, vol. 39, N 4.
4. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
5. Conger R. L. Large electric power pulsed by explosive magnetic-field compression. — «J. Appl. Phys.», 1967, vol. 38, N 5.



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